

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Крымская астрофизическая обсерватория  
Российской академии наук

На правах рукописи

Фурсяк Юрий Алексеевич

**Электрические токи в фотосфере активных областей на Солнце**

01.03.03 – Физика Солнца

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Абраменко Валентина Изосимовна

Научный – 2021

## Оглавление

<b>Введение .....</b>	<b>5</b>
<b>Глава 1. Измерение магнитных полей на поверхности Солнца .....</b>	<b>32</b>
1.1. Введение к главе 1 .....	32
1.2. Эффект Зеемана. Параметры Стокса. Формулы для определения продольного и поперечного магнитных полей .....	34
1.3. Эффект Ханле .....	38
1.4. Первые наземные инструменты для измерения магнитных полей.....	40
1.4.1. Магнитограф Бэбкока.....	40
1.4.2. Магнитограф Крымской астрофизической обсерватории .....	42
1.5. Современные космические инструменты для измерения магнитных полей на Солнце и интернет-ресурсы доступа к базам данных .....	46
1.5.1. Solar Dynamics Observatory (SDO). Общая информация .....	46
1.5.2. Инструмент Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту SDO: основные научные задачи и характеристики .....	49
1.5.3. Интернет ресурсы доступа к данным космической обсерватории SDO.....	56
1.5.4. Космическая солнечная обсерватория Hinode (Solar-B). Общая информация.....	58
1.5.5. Solar Optical Telescope на борту Hinode (SOT/Hinode) и его основные приборы: особенности конструкции, характеристики и задачи.....	62
1.5.6. Интернет страница доступа к данным Hinode .....	66

<b>Глава 2. Оценка горизонтальных электрических токов на уровне фотосферы.....</b>	<b>68</b>
2.1. Введение к главе 2.....	68
2.2. Объект и данные наблюдений .....	69
2.3. Методика оценки величины квадрата плотности горизонтальных электрических токов в фотосфере .....	71
2.4. Проверка адекватности метода.....	73
2.5. Выводы ко второй главе .....	80
<b>Глава 3. Локальные вертикальные электрические токи в активной области.....</b>	<b>82</b>
3.1. Введение к главе 3.....	82
3.2. Данные наблюдений .....	86
3.3. Сравнение дифференциального и интегрального методов вычисления вертикальных электрических токов в активной области. Особенности и преимущества интегрального метода .....	87
3.4. Проверка интегрального метода путем сравнения результатов вычислений вертикальных электрических токов на основе магнитографических данных разных инструментов.....	94
3.5. Особенности временных вариаций параметров локальных вертикальных электрических токов в активных областях с различной морфологией, магнитной структурой и разным уровнем вспышечной продуктивности .....	97
3.6. Выводы к третьей главе.....	112
<b>Глава 4. Крупномасштабные электрические токи в активной области: методика обнаружения, связь со вспышечной активностью .....</b>	<b>115</b>
4.1. Введение к главе 4.....	115
4.2. Объекты и данные наблюдений.....	122

4.3. Выявление непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля. Обнаружение крупномасштабных электрических токов по косвенному признаку .....	124
4.4. Распределенный (глобальный) электрический ток: динамика и связь со вспышечной продуктивностью активной области .....	133
4.5. Обсуждение полученных результатов .....	139
4.6. Выводы к четвертой главе.....	143
<b>Заключение .....</b>	<b>145</b>
<b>Литература.....</b>	<b>148</b>
<b>Приложение.....</b>	<b>172</b>

## Введение

Природа накопления энергии в активной области (АО) и ее высвобождения во вспышках остается одной из основных проблем современной физики Солнца. Большинство существующих моделей вспышек исходят из того, что источником энергии этих нестационарных процессов является энергия магнитного поля, запасенная в электрических токах. Однако до настоящего времени нет полного понимания процессов накопления энергии в активных областях перед вспышками, не установлена энергоемкость активной области и реальные наблюдательные возможности раннего прогнозирования начала вспышечного события, его длительности и мощности. Отчасти это можно объяснить тем, что солнечная вспышка представляет собой достаточно сложный электромагнитный процесс и описание ее исключительно в терминах магнитного поля, без привлечения электрических токов, не дает всеобъемлющей картины.

Различные формы нестационарных процессов на Солнце указывают на присутствие в короне значительного запаса избыточной («свободной») магнитной энергии (Abramenko et al., 1991; Melrose, 1991; Wang et al., 1996; Schrijver et al., 2005; Aschwanden, 2013; Fleishman, Pevtsov, 2018; Toriumi, Wang, 2019 и др.) в виде непотенциальных полей, поддерживаемых электрическими токами. Солнечные вспышки в данном контексте являются собой один из наиболее действенных механизмов, позволяющих за короткое время реализовать часть этой энергии. Таким образом, вспышки являются тесно связанными с электрическими токами.

Роль системы электрических токов в возникновении и протекании вспышечного процесса была рассмотрена уже в конце 50-х – середине 60-х годов 20 века. Первые модели солнечных вспышек (Sweet, 1958; Северный, 1958; Сыроватский, 1966) предполагали взаимодействие двух областей

плазмы с магнитными полями противоположного направления, которые формировали токовый слой. Солнечная вспышка, таким образом, возникает как результат разрыва токового слоя вследствие развития в нем различного рода неустойчивостей. В более поздних моделях (Alfven, Carlqvist, 1967; Parker, 1973; Сыроватский, 1976; Heyvaerts et al., 1977; Priest, Forbes, 2002; Sui, Holman, 2003; Li et al., 2018, и многие др.) было рассмотрено, в том числе, и непосредственное участие электрических токов во всем многообразии явлений, наблюдаемых во время вспышечных событий.

Однако для вычисления даже вертикальной составляющей электрического тока в солнечной атмосфере требуется информация о компонентах вектора магнитного поля как минимум не одном уровне, что стало возможным лишь с появлением в конце 50-х – начале 60-х годов 20-го века первых вектор-магнитографов. До этого исследователи ограничивались измерением лишь продольной компоненты магнитного поля. На основе этих данных вычислялись и анализировались несколько параметров, среди которых наиболее приближенным по физическому смыслу к электрическим токам являлся градиент продольного магнитного поля. К концу 50-х годов 20-го века в этом направлении были получены важные результаты. Так, в работе А.Б. Северного (1958) сказано, что «вспышки возникают в нейтральных точках (областях) магнитного поля групп пятен при значительном градиенте поля возле этих точек». В 1959 году на основе накопленного наблюдательного материала был произведен статистический анализ и обнаружено, что мощные вспышечные процессы возникают в областях с градиентом продольного магнитного поля, превышающем значение  $0.1 \text{ Гс км}^{-1}$  (Северный, 1960). Эти результаты были подтверждены в ряде более поздних исследований (см., напр., Гопасюк и др., 1963; Зверева, Северный, 1970). Тесная связь высоких градиентов поля с мощными эруптивными событиями в солнечной атмосфере была обнаружена и по результатам наблюдений в других обсерваториях, например, в Медонской

(Avignon et al., 1964; Caroubalos, 1964). Здесь вместо градиента использовалось отношение  $d/D$ , где  $d$  – расстояние между пятнами,  $D$  – диаметр большего пятна. В конце 70-х годов 20-го века высокий градиент продольного магнитного поля был заложен советскими астрономами как один из основных критериев, позволяющих сделать точный (с оправдываемостью более 80%) прогноз вспышечной продуктивности АО с заблаговременностью 1-3 дня (Severny et al., 1979; см также Алтынцев и др., 1982). И хотя в последние десятилетия акцент в исследованиях сильно сместился в сторону изучения электрических токов и ряда иных характеристик (напр., магнитной спиральности, Seehafer, 1990; Pevtsov et al., 1994; Rust, 1994; Pevtsov et al. 1995; Abramenko et al., 1996; Zhang, Bao, 1998), работы по исследованию градиентов поля все же встречаются (см., напр., Zhang et al., 1994; Gallagher et al., 2002; Фурсяк, 2016; Fursyak, 2016 и др.).

Первые измерения собственно электрических токов в атмосфере Солнца были выполнены сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) на основе данных о структуре магнитного поля в фотосфере, полученных в 1962-1963 гг. (Северный, 1965) на вектор-магнитографе Башенного солнечного телескопа (БСТ-1, Северный, 1957). Уже в этой работе были отмечены важные свойства системы электрических токов в АО – их тонкоструктурность, квазинейтральность (равенство площадей, занятых вертикальными токами разных знаков), а также тесный контакт больших по абсолютной величине (порядка  $10^{11}$  А) токов разных направлений. В последующие годы исследованию фотосферных электрических токов был посвящен целый ряд работ (Moreton, Severny, 1968; Harvey, 1969; Raylore, Semel, 1970 и многие др.).

Во второй половине 60-х годов 20-го века в КрАО на телескопе БСТ-1 с помощью модернизированного вектор-магнитографа (Никулин, 1964) были получены карты распределения продольных и поперечных магнитных полей на нескольких высотах в фотосфере (Зверева, Северный, 1970), на основе

которых были вычислены продольные и поперечные электрические токи. Было показано, что вспышка возникает «на нейтральной линии электрического тока». Важным результатом исследования стало обнаружение в АО быстрого, иногда скачкообразного изменения направления поперечного магнитного поля на разных высотах в фотосфере, что является указанием на небесилловый характер магнитных полей, т.е. на присутствие сильных электрических токов.

В 1968 году в КраО были получены первые магнитограммы продольной компоненты магнитного поля на хромосферных высотах. Используя данные и структуре продольных и поперечных магнитных полей в окрестности униполярного солнечного пятна на фотосферных уровнях и вычисленных на их основе вертикальных и горизонтальных электрических токов, а также данные о продольном поле на уровне хромосферы, В.А. Котов (1970; 1972) пришел к следующим выводам: 1) продольное магнитное поле в хромосфере сравнимо с фотосферным; 2) вертикальные токи убывают с высотой; 3) горизонтальный электрический ток в несколько раз превышает по абсолютной величине вертикальные токи на том же уровне (Kotov, 1971). Позже вывод о том, что горизонтальные электрические токи в фотосфере имеют более высокие значения, чем вертикальные токи, были подтверждены и другими исследователями (Dravins, 1974; Hoffman, Staude, 1987; Pevtsov, Peregud, 1990).

Как видно, работы 60-х – 80-х годов 20 века, связанные с изучением токовых систем, посвящены преимущественно исследованию локальных вертикальных электрических токов в пределах фотосферных высот, изучению их свойств и связи со вспышками. В отдельных случаях рассматриваются локальные горизонтальные токи, как в окрестности отдельных пятен, так и в пределах всей АО. Однако вопрос о существовании токовых структур больших масштабов, охватывающих всю область, оставался длительное время вне внимания исследователей. Первые работы в

этом направлении появились только в конце 80-х – начале 90-х годов 20-го века (Абраменко, Гопасюк, 1987; Абраменко и др., 1988; Abramenko et al., 1991).

Таким образом, на протяжении второй половины 20-го века был получен обширный наблюдательный материал, позволивший изучить основные свойства токовых систем в АО, отработать методы вычисления электрических токов в фотосфере и в более высоких слоях солнечной атмосферы, построить теоретические модели, позволяющие более глубоко понять взаимосвязь системы электрических токов с эволюцией АО и нестационарными процессами в верхних слоях солнечной атмосферы.

В последние десятилетия количество исследовательских работ, посвященных изучению электрических токов в АО, существенно возросло. Связано это, с одной стороны, с пониманием важности роли токовых систем в эволюции АО (см., напр., Zimovets et al., 2020б), процессах диссипации и трансформации магнитной энергии в другие ее виды (Sakai, de Jager, 1996; Zaitsev, Khodachenko, 1997; Zaitsev, Stepanov, 2008; Musset et al., 2015; Ledentsov, Somov, 2016; Zimovets et al., 2020а, и многие другие), а с другой стороны – с развитием наблюдательной базы для изучения Солнца.

Современные наземные и космические инструменты для исследования Солнца, как и инструменты, разработанные несколько десятилетий назад, в подавляющем большинстве случаев позволяют получать информацию о векторе магнитного поля на одном уровне в солнечной фотосфере. Следовательно, электрические токи вычисляются также преимущественно на фотосферных высотах. Вышележащие слои солнечной атмосферы уже невозможно представить в виде тонкого сферического слоя, что приводит к отсутствию адекватных простых моделей атмосферы, аналогичных модели Милна-Эддингтона, применяемой для фотосферы. Точное включение всех физических процессов и учет термодинамических параметров, имеющих отношение к алгоритму инверсии параметров Стокса, делает задачу

получения информации о векторе магнитного поля и электрических токах в хромосфере и короне крайне сложной и дорогостоящей. Тем не менее, данные об электрических токах в вышележащих слоях солнечной атмосферы, в первую очередь, в короне, можно получить либо с помощью теоретических моделей (Fan, 2009; Cheung, Isobe, 2014; Schmieder et al., 2014; Chen, 2011; Shibata, Magara, 2011; Amari et al., 2015; Raouafi et al., 2016), либо с применением наблюдательных данных в радиодиапазоне (Sprangler, 2007; Zaitsev, Stepanov, 2008; Zaitsev, Kronshtadtov, 2016).

Возникает вопрос: могут ли дать какую-либо информацию о процессах в хромосфере и короне Солнца электрические токи на уровне фотосферы? Согласно современным представлениям, формирование системы электрических токов происходит либо на уровне фотосферы в результате скручивания или сдвига магнитной трубки (McClymont, Fisher, 1989; Török, Kliem, 2003; Aulanier et al., 2005; Dalmasse et al., 2015), либо в глубине конвективной зоны, в результате чего из-под фотосферы всплывает магнитный поток с уже сформированной собственной системой токов (Leka et al., 1996; Longcope, Welsch, 2000). Эти токи затем выносятся в хромосферу и корону вместе с магнитными полями, а, следовательно, любые изменения в структуре магнитных полей и электрических токов в верхних слоях солнечной атмосферы должны в той или иной мере отражаться и на структуре токов в фотосфере. Подобная связь была отмечена в ряде работ (Canfield et al., 1996; Musset et al., 2015; Petrie, 2012).

Длительное существование крупномасштабных токовых структур подразумевает замкнутость электрической цепи с током. Существует две основных концепции, в рамках которых рассматривается замкнутость электрического контура с током в магнитной петле. Первая из них базируется на парадигме Паркера, в рамках которой предполагается, что система электрического тока, связанная с трубкой, должна состоять из прямого тока (предположительно протекающего в центральной части магнитной трубки) и

обратного (поверхностного) тока (Parker, 1996). В таком случае, на уровне фотосферы для каждой магнитной полярности АО токи должны быть скомпенсированными (Wheatland, 2000). Подобные подходы рассматриваются и в некоторых более поздних теоретических моделях (см., напр., Aulanier et al., 2005).

Однако современные теоретические модели (напр., Török et al., 2014; Dalmasse et al., 2015) и наблюдательные данные (Georgoulis et al., 2012) указывают на то, что электрические токи в отдельных полярностях магнитного поля АО в большинстве случаев не являются в полной мере скомпенсированными. Особенно это касается областей с высокой вспышечной продуктивностью (Liu et al., 2017; Kontogiannis et al., 2017). Более того, обнаружение обратных токов в АО является большой проблемой, и на сегодня можно найти лишь единичные работы, в которых есть указания на их существование (см., например, Gosain et al., 2014). Melrose (1991) объясняет сложность обнаружения обратных электрических токов в магнитной трубке либо очень низкими абсолютными величинами (ниже порога обнаружения) этих токов, которые к тому же распределены на значительной площади в АО, либо тем, что эти токи сконцентрированы на небольших, неразрешенных площадях.

Вторая концепция объясняет невозможность обнаружения обратных токов тем, что они могут замыкаться ниже уровня фотосферы (см. Рис. 3 в Melrose, 1995). Впервые идея представить токонесящую петлю как некий аналог замкнутого электрического контура была сформулирована в 1967 году (Alfven, Carlqvist, 1967). В дальнейшем модель эквивалентного электрического (LRC) контура токонесящей корональной петли была развита в работах В.В. Зайцева, А.В. Степанова и других авторов (Zaitsev, Khodachenko, 1997; Zaitsev et al., 1998; Zaitsev, Stepanov, 2008; Stepanov et al., 2012; Zaitsev, Kronshtadtov, 2016). Согласно этой модели, электрические токи генерируются конвективными движениями плазмы на уровне фотосферы,

или, в случае расположения основания магнитных петель в области пятен, вращательными движениями самих пятен со скоростью порядка  $0.1 \text{ км с}^{-1}$  (Stenflo, 1969). Сгенерированный на уровне фотосферы электрический ток далее течет через хромосферу и корону от одного основания петли к другому. Поскольку, как было показано выше, явных проявлений обратных токов не обнаружено, предполагается, что обратный ток течет ниже уровня фотосферы по кратчайшему пути от одного основания петли к другому, замыкая тем самым электрическую цепь. Более детально проблема прямых и обратных токов будет освещена во введении к Главе 4.

Еще один подход, подразумевающий рассмотрение крупномасштабных токовых структур в АО безотносительно полярностей магнитного поля и путей замыкания контура с током, был предложен в конце 80-х – начале 90-х годов 20-го века астрономами КрАО (Абраменко, Гопасюк, 1987; Абраменко и др., 1988; Abramenko et al., 1991). В данной концепции предполагается существование глобальных электрических токов, которые обнаруживаются косвенными методами, используя данные о структуре непотенциальной компоненты горизонтального магнитного поля в фотосфере. Глобальный электрический ток является замкнутой крупномасштабной структурой, охватывающей всю АО: считается, что глобальный ток уходит в верхние слои солнечной атмосферы в одной части области и замыкается через хромосферу и корону на оставшейся ее части. Наличие крупномасштабных токов в короне предполагает их тесную связь со вспышками. Данное диссертационное исследование является логическим продолжением работ крымских астрономов по исследованию токовых структур различных масштабов в АО, поэтому, в числе прочих, рассматриваются и глобальные (здесь: распределенные, крупномасштабные) электрические токи. Данному вопросу будет посвящена Глава 4 диссертации.

Итак, многолетние исследования показали, что использование исключительно данных о структуре и динамике магнитных полей

недостаточно для описания всей совокупности явлений, наблюдаемых во время солнечной вспышки. Более того, описание наблюдаемых событий на языке электрических токов часто является «физически более интересным, чем в терминах магнитного поля» (Alfven, Carlquist, 1967). Исследование электрических токов представляется крайне перспективным в аспекте понимания физических процессов генерации, топологии, перераспределения и диссипации магнитных полей (Fleishman, Pevtsov, 2018). Помимо этого, непосредственная связь электрических токов с нестационарными процессами в солнечной атмосфере говорит о большом потенциале в плане возможностей краткосрочного (с заблаговременностью 1-3 дня) прогноза вспышечной активности и космической погоды.

О тесной связи возмущений магнитного поля Земли со вспышечными событиями на Солнце стало достоверно известно во второй половине 19-го века. 1 сентября 1859 года британский астроном Ричард Кэррингтон наблюдал на Солнце очень мощную вспышку. Через 18 часов на Земле началась геомагнитная буря, которая считается одной из крупнейших за всю историю наблюдений. Воздействие вспышек на Землю обусловлено тремя факторами: мощными потоками электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн, от гамма-излучения до радиоволн, потоками частиц, ускоренных до высоких энергий, а в некоторых случаях также корональными выбросами массы (КВМ, или СМЕ в англоязычной литературе). Жесткое рентгеновское излучение (достигает Земли за 8 мин 19 с) и солнечные космические лучи – поток частиц высоких энергий (достигают Земли за 10-30 минут), обуславливают дополнительную ионизацию земной ионосферы, что быстро сказывается как на условиях распространения радиоволн в атмосфере Земли, так и на качестве радиосвязи. Выброс коронального вещества в межпланетное пространство приводит к ускорению солнечного ветра, возмущенные потоки которого, достигая Земли через 1-3 суток, являются непосредственной причиной развития геомагнитной бури.

Можно указать множество случаев выхода из строя различных систем и оборудования в результате геомагнитных возмущений, вызванных эруптивными процессами на Солнце, но здесь представлено лишь несколько наиболее ярких примеров.

Геомагнитная буря 1-4 сентября 1859 года, часто называемая «событием Кэррингтона» или солнечным суперштормом – первый яркий пример воздействия солнечных вспышек на техносферу. Во время данного события был зафиксирован отказ телеграфных сетей по всей Европе и Северной Америке, а полярные сияния, являющиеся прямым следствием взаимодействия заряженных частиц солнечного ветра с атомами и молекулами в земной атмосфере, наблюдались даже в регионах, близких к экватору, к примеру, на островах карибского бассейна.

12-13 мая 1921 года большая группа пятен, наблюдавшаяся на фазе спада 15-го цикла солнечной активности, стала источником ряда мощных эруптивных событий, которые, в свою очередь, привели к развитию магнитной бури, названной впоследствии «Нью-Йоркским железнодорожным суперштормом». Индукционные токи, возникшие в результате геомагнитных возмущений, вызвали перегрев в телефонных и телеграфных линиях, что привело не только к выходу из строя оборудования, но и спровоцировало ряд пожаров. Утром 15 мая зафиксировано возгорание на телеграфной бирже в Швеции. Несколькими часами позже загорелись распределительный щит на станции Брюстер (штат Нью-Йорк, США) и железнодорожная диспетчерская вышка рядом с Центральным вокзалом Нью-Йорка. Сильные индукционные токи нарушили работу телеграфных систем в Австралии, Бразилии, Дании, Франции, Японии, Новой Зеландии, Норвегии, Швеции, Великобритании, США и ряде других стран. Газета «Ottawa Journal» сообщила о том, что многие междугородние телефонные линии в провинции Нью-Брансуик (Канада) были выжжены из-за

геомагнитного шторма. В это же время на некоторых телеграфных линиях в США была зафиксирована перегрузка в 1000 В.

Исследования показали, что геомагнитная буря в мае 1921 года по интенсивности была сопоставима с «событием Кэррингтона» 1859 года.

Магнитная буря 24 марта 1940 года вызвала нарушения в электроснабжении в ряде штатов США (Новая Англия, Нью-Йорк, Пенсильвания, Миннесота), а также в канадских провинциях Квебек и Онтарио. Перегрузка в 2600 В была зарегистрирована в атлантическом телеграфном кабеле между Шотландией и Ньюфаундлендом.

Магнитная буря 13 марта 1989 года стала причиной разрушения трансформатора на атомной станции в Салеме (Нью-Джерси, США) и блокировки работы высоковольтной сети в Квебеке в результате чего порядка 6 млн. человек в Канаде и США остались без электричества на 9 часов. В СССР во время этой геомагнитной бури была нарушена радиосвязь с пунктами на высоких широтах, а полярное сияние наблюдалось даже в Симферополе (Крым).

Американский совет по энергетической надежности отнес геомагнитное события марта 1989 года к тому же классу нанесенного экономике урона (ущерб составил порядка 2 млрд. долларов США), что и ураган «Хьюго» в сентябре 1989 года, а также землетрясения в Сан-Франциско в апреле 1906 года и в октябре 1989 года.

14 июля 2000 года на Солнце наблюдалась вспышка рентгеновского класса X5.7. Корональный выброс массы во время этого события был настолько мощным, что ускоренные потоки солнечного ветра и частицы высоких энергий были зафиксированы даже приборами космических аппаратов (КА) Вояджер-1 и Вояджер-2, находящихся на периферии Солнечной системы. По всей Земле были отмечены перебои с радиосвязью.

В апреле 2002 года был утерян японский космический исследовательский аппарат «Nozomi», направляющийся к Марсу. Основной

причиной выхода «Nozomi» из строя называют солнечную вспышку 21 апреля 2002 года: поток частиц высоких энергий повредил бортовые системы связи и электроснабжения КА.

«Хэллоуинская» вспышка рентгеновского класса X17.2 28 октября 2003 года, эруптивные события 29 октября (X10.0) и 4 ноября 2003 года (X28), и связанные с ними КВМ, несмотря на то, что не были направлены непосредственно на Землю, вызвали существенные перебои в радио-, телефонной и мобильной связи по всему миру, а также стали причиной повреждений ряда спутников и приборов на борту космических аппаратов. Одним из утерянных приборов стал спектрометр частиц высоких энергий MARIE (Mars Radiation Environment Experiment), установленный на борту КА Mars Odyssey, предназначенный для изучения радиационной обстановки на трассе перелёта и на орбите Марса с последующим анализом возможных доз облучения и его последствий для человека.

Результатом воздействия солнечной вспышки рентгеновского класса X17.0 7 сентября 2005 года стал выход из строя на время порядка 10 минут системы навигации GPS.

23 июля 2012 года в АО NOAA 11520 была зафиксирована вспышка рентгеновского класса X1.4. Скорость сопровождавшего вспышку КВМ достигала почти  $3000 \text{ км с}^{-1}$ . Вспышка произошла на солнечном лимбе, но согласно данным исследовательского аппарата NASA STEREO-A, если бы выброс был направлен в сторону Земли, то мог вызвать геомагнитные возмущения, эквивалентные магнитуде солнечного супершторма 1859 года.

Как видим, воздействие солнечных вспышек на Землю крайне многообразно. Оно выражается как в геофизических эффектах – изменении структуры ионосферы, деформации магнитного поля, изменениях на уровне тропосферы, так и в непосредственном воздействии на технические объекты и живые организмы. Земная магнитосфера и атмосфера в значительной степени защищают нас мощных потоков частиц высоких энергий,

генерируемых во время солнечных вспышек. Но при полетах космических кораблей за пределами земной магнитосферы вспышки создают сильную радиационную опасность для космонавтов, что делает крайне рискованными будущие пилотируемые миссии в рамках программ по освоению Луны и Марса. В книге А.Б. Северного и Н.Н. Степанян «Солнечные вспышки» приведена таблица, в которой представлены приблизительные дозы радиации на одну вспышку внутри космического аппарата с защитой  $1 \text{ г см}^{-2}$  для четырех мощных эруптивных событий 19-го цикла солнечной активности (1954-1964 гг.) (см. Северный, Степанян, 1976, Таблица 2). Учитывая, что смертельная поглощенная доза для человека составляет 300-500 рад, любая из представленных в таблице вспышек привела бы к быстрой смерти экипажа КА.

Для решения вышеобозначенных проблем необходим поиск новых методов и подходов к исследованию нестационарных процессов в верхних слоях солнечной атмосферы и связанных с ними проявлений космической погоды. Одним из наиболее перспективных направлений в этом контексте представляется изучение электрических токов в солнечной атмосфере, чему и посвящена большая часть представленного соискателем диссертационного исследования.

### **Актуальность темы исследования**

Во время сильных геомагнитных возмущений, как видно из представленного выше материала, в большей степени страдает инфраструктура в густонаселенных регионах, расположенных в высоких широтах. Значительный урон был нанесен техническим объектам в Канаде и на северо-востоке США. Связано это с близостью данных географических областей к северному геомагнитному полюсу, который на протяжении длительного времени располагался на территории Канадской Арктики. Постоянный мониторинг местоположения северного магнитного полюса

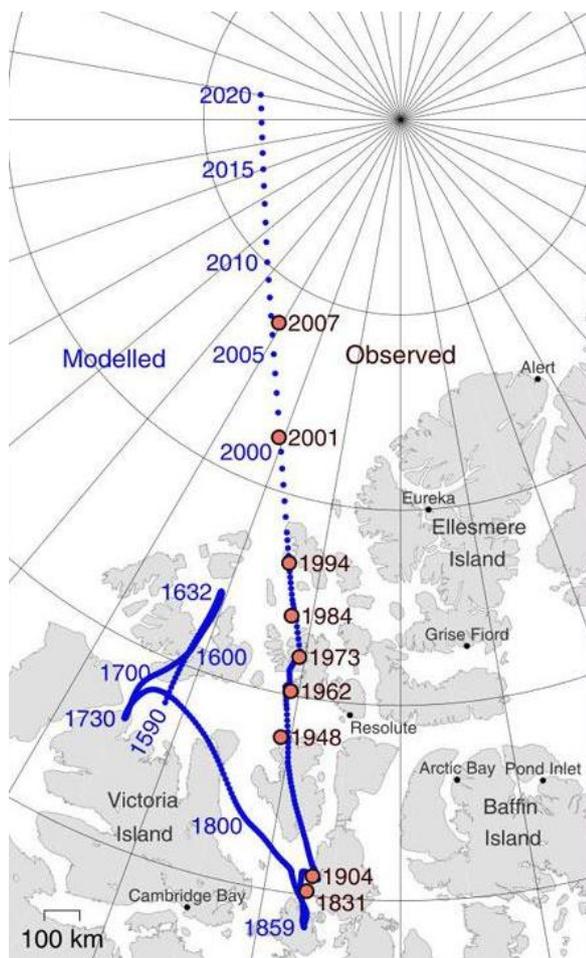
показал его смещение в направлении север – северо-запад на протяжении последнего столетия. Со второй половины 90-х годов 20-го века было обнаружено быстрое продвижение полюса в сторону полуострова Таймыр (Россия) со средней скоростью до  $55 \text{ км год}^{-1}$  (Рис. В1). Согласно модельным расчетам, хорошо согласующимся с наблюдательными данными, в 2018-2019 годах северный геомагнитный полюс располагался в центральной части Северного ледовитого океана, и, пройдя нулевой меридиан, продолжил движение в сторону Сибири. Это означает, что уже к середине 21-го века во время сильных геомагнитных возмущений Россия может столкнуться с последствиями, аналогичными наблюдаемым в последние десятилетия в Канаде, США и ряде других стран, имеющих развитые технические системы в высоких широтах.

Планы Российской Федерации по освоению Арктики и проект активного использования Северного морского пути требуют надлежащего уровня радио- и мобильной связи, качественной работы систем навигации, в первую очередь, спутниковых систем ГЛОНАСС и GPS, а также развитой инфраструктуры, включающей в том числе и электросети для обеспечения необходимым количеством электроэнергии морских портов и иных объектов в северных регионах Сибири. Все эти системы в той или иной мере могут пострадать во время магнитных бурь, а поэтому обеспечение их надежной работы, в условиях отсутствия на сегодняшний день действенных механизмов защиты, будет невозможным без учета геомагнитной активности.

Учет геомагнитных возмущений является необходимым и в свете планов ряда стран (России, США, Китая и других) по освоению космического пространства и будущим пилотируемым миссиям к отдельным телам солнечной системы (Луне, Марсу и др.). За пределами земной магнитосферы экипажи космических кораблей окажутся слабозащищенными

перед потоками высокоэнергичных частиц в случае мощной солнечной вспышки.

Таким образом, в недалеком будущем вопросы качественного прогноза космической погоды, включающей, в первую очередь, краткосрочный (с заблаговременностью 1-3 дня) прогноз солнечной активности, будут иметь крайне важное значение. И решать данную задачу необходимо уже сейчас.



**Рис. В1.** Дрейф северного магнитного полюса Земли от Канады в сторону России. Оранжевые точки отображают измеренное местоположение с указанием года наблюдения, синие точки – модельные расчеты (ежегодное положение полюса отображается отдельной точкой). Заметно быстрое движение магнитного полюса в сторону России, начиная со второй половины 90-х годов 20-го века. Изображение взято из открытых источников.

В то же время, несмотря на громадные объемы поступающих данных и десятилетия детальных исследований, модель солнечной вспышки, которая

бы в полном объеме описывала все наблюдаемые во время подобного эруптивного события процессы и явления, до сегодняшнего дня не создана. Это, в свою очередь, приводит к сложностям в решении проблемы прогноза космической погоды.

Начиная с 50-60-ых годов 20-го века, разработано большое количество критериев, позволяющих прогнозировать вспышечную продуктивность АО. Многие из них имели высокую степень оправдываемости. К примеру, совокупность критериев, заложенная советскими астрономами в основу краткосрочного прогноза вспышечной активности (Severny et al., 1979), обеспечивала точность более 80%. Однако, с 80-х годов 20-го века и по наши дни существенного улучшения прогноза как вспышечной продуктивности АО, так и космической погоды в целом, достичь не удалось. Поэтому любые подходы и методы, позволяющие улучшить качество прогнозирования вспышечных процессов, являются востребованными.

В последние десятилетия, наряду с детальным исследованием магнитных полей АО приходит понимание важности анализа структуры и динамики электрических токов. Связано это с исключительной ролью токовых систем в процессах переноса и трансформации магнитной энергии, а также во всей совокупности явлений, наблюдаемых во время солнечных вспышек, начиная с момента начала ее развития. Детальное исследование электрических токов в АО будет способствовать более глубокому пониманию физики нестационарных процессов в атмосфере Солнца.

### **Цель и задачи диссертационной работы**

Цель работы – исследование структуры и динамики токовых систем различных масштабов в активных областях на Солнце; выявление взаимосвязи между параметрами электрического тока и нестационарными процессами в верхних слоях солнечной атмосферы.

Для достижения указанной цели были поставлены и последовательно решены следующие задачи:

- 1) Адаптация под данные современных инструментов методики оценки величины квадрата плотности горизонтального электрического тока в фотосфере АО.
- 2) Адаптация под данные современных инструментов методики вычисления локальных вертикальных электрических токов на основе интегральной формы закона Ампера; сопоставление полученных результатов с аналогичными данными, вычисленными классическим (на базе закона Ампера в дифференциальной форме) методом.
- 3) Модернизация и адаптация под данные современных инструментов методики обнаружения крупномасштабных токовых структур в АО с применением одновременного анализа структуры поперечных магнитных полей и вертикальных электрических токов.
- 4) Выявление характера временных изменений параметров электрического тока в областях с различным уровнем вспышечной продуктивности; установление характера вероятностной связи этих изменений с динамикой вспышечной активности АО.

#### **Научная новизна работы и положения, выносимые на защиту**

Предложены новые подходы к оценкам горизонтальных и вертикальных электрических токов в АО. Предложен новый подход к исследованию крупномасштабных токовых систем АО, основанный на выделении непотенциальной составляющей поперечного магнитного поля области.

На защиту соискателем выносятся следующие положения:

1. На основе адаптированного метода оценки квадрата плотности горизонтального электрического тока в фотосфере АО показано, что вокруг пятен существуют кольцевые горизонтальные токи; плотность

горизонтального тока в большинстве АО превышает значения плотности вертикальных токов по крайней мере в 2 раза.

2. Адаптирована методика вычисления локальных вертикальных электрических токов на основе интегральной формы закона Ампера с применением интегрирования по методу Симпсона.

3. Установлена статистическая связь между плотностью локальных вертикальных электрических токов и вспышечной продуктивностью активной области. Коэффициент корреляции 0.72. За 12-20 часов до начала первых вспышек рентгеновских классов М и X в АО наблюдается скачок величины средней беззнаковой плотности локального вертикального электрического тока  $\langle |j_z| \rangle$  выше уровня  $2.7 \text{ мА м}^{-2}$ .

4. Выявлена крупномасштабная вихревая структура непотенциальной составляющей поперечного магнитного поля и связанный с ней крупномасштабный распределенный электрический ток в АО величиной порядка  $10^{13} \text{ А}$ . Распределенный ток выходит в корону и замыкается внутри АО. В областях повышенной вспышечной активности величина распределенного тока выше и претерпевает более сильные временные изменения. Периоды повышенных значений величины распределенного тока синхронны с периодами повышенной вспышечной активности АО.

### **Практическая значимость работы**

1. Разработан цикл программ, позволяющий на основании современных данных о магнитных полях в атмосфере Солнца, полученных космическими обсерваториями, проводить мониторинг электрических токовых систем АО.

2. Адаптированы под данные современных инструментов методики оценки квадрата плотности горизонтального электрического тока, плотности вертикальных токов.
3. Модернизирована и адаптирована под данные современных инструментов методика обнаружения и вычисления крупномасштабного электрического тока, распределенного по большой площади АО.
4. Получены параметры электрических токов, которые могут служить основой для формирования критериев краткосрочного прогноза вспышечной активности и космической погоды.
5. Данные об усредненных за время наблюдения АО величинах беззнаковой плотности локальных вертикальных электрических токов и распределенного тока внесены в Каталог активных областей 24 цикла солнечной активности, сформированный в КрАО и доступный по адресу <http://sun.crao.ru/databases/catalog-mmс-ars>.

Ряд выводов диссертационной работы использован автором в систематических лекциях по астрофизике, проводимых в КрАО для школьников, студентов, учителей и любителей астрономии.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Результаты диссертации опубликованы в 10 статьях, из которых 6 опубликованы в рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК, еще 4 – в сборниках трудов конференций.

#### **Статьи в рецензируемых изданиях:**

1. **Fursyak Yu.A., Abramenko V.I.** Possibilities for estimating horizontal electrical currents in active regions on the Sun // *Astrophysics*. – 2017. – Vol. 60, Issue 4. – P. 544-552.

2. **Фурсяк Ю.А.,** Абраменко В.И. Система глобального тока в активной области // Изв. Крым. астрофиз. обс. – 2018. – Т. 114, № 1. – С. 107-111.
3. **Фурсяк Ю.А.,** Абраменко В.И. Возможности оценки горизонтальных электрических токов в фотосфере активной области // Изв. Крым. астрофиз. обс. – 2018. – Т. 114, № 1. – С. 141-144.
4. **Fursyak Yu.A.** Vertical Electric Currents in Active Regions: Calculation Methods and Relation to the Flare Index // *Geomagnetism and Aeronomy.* – 2018. – Vol. 58, No. 8. – P. 1129-1135.
5. **Fursyak Yu.A.,** Kutsenko A.S., Abramenko V.I. Distributed electric currents in solar active regions // *Solar Physics.* – 2020. – Vol. 295. – Article id. 19.
6. **Fursyak Yu.A.,** Abramenko V.I., Kutsenko A.S. Dynamics of electric current's parameters in active regions on the Sun and their relation to the Flare Index // *Astrophysics.* – 2020. – Vol. 63, Issue 2. – P. 260-273.

**Статьи в сборниках трудов конференций:**

1. **Фурсяк Ю.А.,** Абраменко В.И. Возможности оценки горизонтальных электрических токов в фотосфере активной области // Солнечная и солнечно-земная физика – 2016: 20-я Всероссийская ежегодная конференция с международным участием по физике Солнца: Труды. – Санкт-Петербург, 2016. – С. 333-336.
2. **Фурсяк Ю.А.,** Абраменко В.И. Вертикальные электрические токи в фотосфере активной области: методика вычислений, структура и динамика // Солнечная и солнечно-земная физика – 2017: 21-я Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца: Труды. – Санкт-Петербург, 2017. – С. 353-356.
3. **Фурсяк Ю.А.,** Абраменко В.И., Куценко А.С. Временные изменения параметров электрических токов в активных областях //

Солнечная и солнечно-земная физика – 2018: 22-я Всероссийская ежегодная конференция с международным участием по физике Солнца: Труды. – Санкт-Петербург, 2018. – С. 385-388.

4. **Фурсяк Ю.А.**, Абраменко В.И., Куценко А.С. Электрические токи разных пространственных масштабов в активной области: структура, динамика, связь со вспышками // Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде». XVI Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». Труды. – Иркутск, 2019. – С. 119-121.

**Основные результаты диссертации были доложены на конференциях:**

1. Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде». XVI конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». Иркутск, 16-21 сентября 2019 г.
2. XXIII всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2019». Санкт-Петербург, 7-11 октября 2019 г.
3. Всероссийская конференция «Физика Солнца – 2019», КрАО РАН, п. Научный, Республика Крым, 2-8 июня 2019 г.
4. XXII Всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2018». Санкт-Петербург, 8-12 октября 2018 г.
5. Конференция «Магнетизм, циклы активности и вспышки на Солнце и звездах», КрАО РАН, п. Научный, Республика Крым, 3-7 июня 2018 г.
6. XXI Всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2017». Санкт-Петербург, 9-13 октября 2017 г.

7. Всероссийская астрономическая конференция – 2017 «Астрономия: познание без границ». Ялта, Республика Крым, 17-22 сентября 2017 г.

8. XX Всероссийская ежегодная конференция «Солнечная и солнечно-земная физика-2016». Санкт-Петербург, 10-14 октября 2016 г.

9. 17-я ежегодная международная солнечная конференция «Физика солнечной плазмы и активность Солнца». Научный, Республика Крым, 4-10 сентября 2016 г.

Апробацией результатов также является участие в проектах Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) №16-02-00221 «Динамика нестационарных процессов на Солнце», №16-42-910493 «Солнечный магнетизм на разных пространственных и временных масштабах», №17-02-00049 «Наблюдательные аспекты генерации и диссипации магнитных полей на Солнце», а также проекте Российского научного фонда (РНФ) №18-12-00131 «Магнитное поле Солнца как источник его активности на различных пространственно-временных масштабах».

### **Личный вклад автора**

Результаты исследований, которые легли в основу диссертационной работы, отражены в публикациях Фурсяк, Абраменко (2016), Fursyak, Abramenko (2017), Фурсяк, Абраменко (2017), Фурсяк, Абраменко (2018, а, б), Fursyak (2018), Фурсяк и др. (2018), Фурсяк и др. (2019), Fursyak et al. (2020, а, б). Одна из статей написана соискателем без соавторов. В оставшихся статьях, где имя соискателя стоит первым в списке соавторов, диссертант принимал непосредственное участие в постановке задач, выполнении расчетов, обработке, анализе, интерпретации результатов наблюдений, обсуждении полученных результатов и подготовке статей к публикации. Автором диссертационного исследования был создан ряд программ в среде программирования IDL (Interactive Data Language) для

вычисления вертикальных, горизонтальных и распределенных электрических токов в АО по данным наблюдений компонент вектора магнитного поля, получаемым прибором Helioseismic and Magnetic Imager на борту КА Solar Dynamics Observatory (HMI/SDO). Освоена работа с сайтами доступа к базам данных космических обсерваторий SDO и Hinode.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, библиографии и приложения. Общий объем диссертации 212 страниц, из них 147 страниц текста, включая 33 рисунка (без учета рисунков, вынесенных в Приложение) и 4 таблицы. Библиография включает в себя 211 наименований на 23 страницах. Приложение занимает 41 страницу общего объема диссертации.

### **Краткое содержание диссертации**

Во **Введении** рассмотрен ряд актуальных проблем, связанных с существованием токовых систем в АО и их связью с процессами энерговыделения в верхних слоях солнечной атмосферы. Определяется роль работ соискателя, составляющих ядро диссертационного исследования, в современных общемировых тенденциях по изучению электрических токов на Солнце, их новизна, научная и практическая значимость. Показаны цели исследования, приведены основные положения, выносимые на защиту, показан личный вклад автора, кратко изложено содержание работы.

В **Главе 1** представлено описание широко используемых методов измерения магнитных полей, базирующихся на эффектах Зеемана и Ханле, как основы для вычисления электрических токов в солнечной атмосфере. В п. 1.4 описан принцип работы первых приборов для измерения магнитных полей на Солнце – магнитографа Бэбкока, смонтированного на солнечном телескопе обсерватории Маунт-Вилсон, и солнечного магнитографа

Крымской астрофизической обсерватории. Пункт 1.5 Главы 1 и его подпункты посвящены обзору современных космических обсерваторий – Solar Dynamics Observatory (SDO) и Hinode (Solar-B) – аппаратов с целым набором инструментов для изучения Солнца, множеством задач и большими объемами ежедневно поступающей информации для дальнейшего анализа. Возможность доступа к базам данных SDO и Hinode описана соответственно в п. 1.5.3 и 1.5.6.

В **Главе 2** рассмотрен метод оценки величины квадрата плотности поперечного электрического тока в фотосфере Солнца. Как известно, для вычисления поперечного тока необходима информация о векторе магнитного поля по крайней мере на двух уровнях в солнечной атмосфере, что может быть реализовано лишь малым числом современных инструментов. Однако методика, предложенная в работе Абраменко (2008), позволяет извлечь информацию о горизонтальных токах, используя данные только о вертикальной компоненте поля на одном уровне. Но, следует учесть, что подобные вычисления требуют ряда упрощений. В исследованиях, лежащих в основе Главы 2 диссертации, предложенный метод оценки квадрата плотности поперечного электрического тока был адаптирован под данные современных инструментов. Проведен анализ адекватности применяемой методики (п. 2.4), сводящийся к проверке соответствия временных вариаций вычисленного горизонтального тока основным физическим законам и принципам. Показано, что: 1) динамика поперечного электрического тока, образующего вблизи мелких пятен кольцевые или подковообразные структуры, хорошо согласуется с эволюционными изменениями магнитного потока в пятне, и может быть описана законом электромагнитной индукции Фарадея; 2) полученные оценки плотности горизонтального тока, как по порядку величины, так и по абсолютным значениям хорошо согласуются с величинами плотности поперечных токов, которые были получены в более ранних исследованиях. Таким образом, получаемые данным методом

значения величины  $j_1^2$  в дальнейшем могут быть использованы, как поправка при оценке модуля полного вектора тока.

**Глава 3** посвящена исследованию локальных вертикальных токовых систем в АО. В п. 3.3 проведено сравнение двух существующих методов вычисления вертикальных электрических токов – дифференциального, который можно рассматривать как классический ввиду его применения уже в первых работах по изучению токовых систем и широкого использования до сегодняшнего дня, и интегрального. Показан ряд преимуществ интегрального метода, в частности: значительно лучшее сглаживание шумов при одновременном сохранении информации о значимых структурах вертикального электрического тока, отсутствие ложных сигналов и отсутствие необходимости дифференцирования магнитного поля.

В п. 3.4 выполнена проверка интегрального метода путем сравнения результатов вычисления вертикальных электрических токов в фотосфере на основе данных о структуре магнитных полей двух инструментов – спектрополяриметра SOT-SP/Hinode и HMI/SDO. Коэффициент корреляции Пирсона при сопоставлении результатов составил 0.77, что подтвердило возможность применения интегрального метода для вычисления вертикального электрического тока, используя однотипные магнитографические данные различных инструментов.

В п. 3.5 интегральный метод применяется для расчета вертикальных электрических токов в 39 АО 24-го цикла солнечной активности. Для каждой из анализируемых областей вычислен ряд параметров вертикального и горизонтального (согласно методике, описанной в Главе 2) электрического тока, исследованы их временные вариации. Изучен характер взаимосвязи между уровнем вспышечной продуктивности АО и усредненными за время нашего мониторинга области параметрами электрического тока. Наиболее высокая корреляция со вспышечной активностью обнаружена для величин суммарного беззнакового вертикального тока (коэффициент корреляции

Пирсона  $k = 0.48$ ) и средней беззнаковой плотности вертикального тока  $\langle |j_z| \rangle$  ( $k = 0.72$ ). Наиболее важным результатом стало обнаружение «критического» значения величины  $\langle |j_z| \rangle \approx 2.7 \text{ мА м}^{-3}$ : большая часть АО с низкой активностью (наблюдаются вспышки только рентгеновского класса С) имеет значение величины  $\langle |j_z| \rangle$  ниже порогового, а превышение «критического» уровня предполагает рост вероятности мощных вспышек (рентгеновские классы М и/или X) по истечению временного интервала в 12-20 часов.

**Глава 4** диссертации посвящена изучению крупномасштабных токовых систем в АО их связи со вспышечной продуктивностью области. Впервые существование токовых структур большого масштаба – глобальных электрических токов, уходящих в верхние слои солнечной атмосферы, – было показано в исследованиях крымских астрономов в конце 80-х гг. 20-го века (Абраменко, Гопасюк, 1987). В работах, лежащих в основе Главы 4, этот метод был адаптирован под данные современных инструментов, модернизирован и применен для вычисления крупномасштабных (распределенных) токовых систем в АО (п. 4.3). Показано, что крупномасштабные токовые структуры являются характерными для всех областей, вне зависимости от их морфологии и вспышечной активности. Однако сама величина распределенного тока ( $I_{distr}$ ), по-видимому, определяет запас «свободной» магнитной энергии АО в короне, и соответственно, является, своего рода, мерой продуктивности области в контексте реализации этой энергии в виде вспышек большой мощности. Показано (п. 4.4), что АО с низкой активностью имеют более низкие значения распределенного тока, чем области с высокой активностью. К тому же, обнаружено, что интервалы повышенной вспышечной активности совпадают по времени с периодами повышения величины  $I_{distr}$ .

В п. 4.5 обсуждаются основные результаты, описанные в главе, определяется роль и место наших работ в створе общемировых исследований

и определяются дальнейшие перспективы. В п. 4.6 содержатся основные выводы Главы 4.

В **Заключении** представлены основные результаты выполненной диссертационной работы.

**Приложение** содержит магнитограммы  $B_z$ -компоненты магнитного поля, карты распределения плотности вертикального и горизонтального электрического тока, а также графики временных изменений за время нашего мониторинга параметров магнитного поля и электрических токов, а именно: магнитного потока  $\Phi$ , суммарного беззнакового тока  $I_{z\ tot}$ , средней беззнаковой плотности вертикального  $\langle |j_z| \rangle$  и горизонтального  $\langle |j_{\perp}| \rangle$  тока для 39 АО, анализируемых в рамках исследований, описанных в Главе 3.

## Глава 1

### Измерение магнитных полей на поверхности Солнца

#### 1.1. Введение к главе 1

Измерение магнитных полей на Солнце является первым, и, несомненно, наиболее важным шагом в изучении процессов, наблюдаемых в солнечной атмосфере.

Методы вычисления магнитных полей в атмосфере Солнца были отработаны еще в середине 20-го века и мало изменились до наших дней. В основе этих методик лежит открытый в 1896 году эффект Зеемана и поляриметрический анализ спектров, позволяющий определить профили параметров Стокса, инверсия которых и служит ключом для получения информации о компонентах вектора магнитного поля на высоте формирования в солнечной атмосфере анализируемой спектральной линии. Однако, в последние десятилетия, с развитием компьютерной техники, был достигнут существенный прогресс в разработке инверсионных кодов для получения информации как о термодинамических параметрах атмосферы, так и о магнитном поле. Наблюдается существенная динамика и в конструировании инструментов для измерения магнитных полей – солнечных магнитографов. В магнитографах ранних моделей (часто называемых магнитографами типа Бэбкока) наблюдения ограничивались измерением лишь интегральной поляризации в крыле спектральной линии, чувствительной к магнитному полю, в ограниченном диапазоне длин волн. Для преобразования этих поляризационных измерений в компоненты магнитного поля требовалось сделать ряд существенных ограничений и допущений относительно модели атмосферы, модели переноса излучения, зависимости между степенью поляризации, напряженностью и ориентацией магнитного поля.

Современные приборы, позволяющие получать данные о структуре магнитных полей в солнечной атмосфере, в подавляющем большинстве случаев являются полностоксовыми поляриметрами. Такие инструменты работают в относительно широком спектральном диапазоне, включающем как саму спектральную линию, так и прилегающие к ней области континуума. Во время наблюдений определяются характеристики всех четырех параметров Стокса: суммарной интенсивности  $I$ , циркулярно поляризованной составляющей  $V$  и двух линейно поляризованных составляющих  $Q$  и  $U$ . Наблюдаемые профили параметров Стокса инвертируются для получения набора термодинамических параметров, в дальнейшем используемых для построения модели атмосферы, и определения параметров магнитного поля. Для вычисления вектора магнитного поля в фотосфере наиболее часто применяется модель атмосферы Милна-Эддингтона, в рамках которой предполагается, что все физические свойства атмосферы постоянны с высотой, за исключением функции источника, которая линейно изменяется с оптической глубиной. Инверсия параметров Стокса для вычисления компонент вектора магнитного поля в рамках модели Милна-Эддингтона в настоящее время применяется для данных приборов HMI/SDO и спектрополяриметра (SOT-SP) японской обсерватории Hinode.

Современные инструменты для исследования Солнца, такие как HMI/SDO или SOT-SP/Hinode позволяют получать данные о компонентах вектора магнитного поля в фотосфере на протяжении достаточно длительных (несколько часов, а в случае с HMI/SDO – практически в круглосуточном режиме) временных интервалов с высоким пространственным (менее  $1''$ ) и временным разрешением.

**Основной целью первой главы** диссертационного исследования является краткое рассмотрение методик измерения магнитных полей в солнечной атмосфере, базирующихся на эффектах Зеемана и Ханле,

описание устройства и общего принципа работы первых приборов для измерения солнечных магнитных полей – магнитографа Бэбкока и магнитографа, смонтированного на телескопе БСТ-1 КрАО. Отдельные параграфы главы посвящены современным космическим солнечным обсерваториям – SDO и Hinode, особенностям методики получения с помощью инструментов, установленных на их борту, информации о магнитном поле на уровне фотосферы Солнца, а также краткому описанию интернет-ресурсов доступа к базам данным этих инструментов.

## **1.2. Эффект Зеемана. Параметры Стокса. Формулы для определения продольного и поперечного магнитных полей.**

В основе измерения магнитных полей на уровне фотосферы лежит эффект Зеемана (Zeeman, 1897), суть которого состоит в расщеплении спектральных линий на несколько различно поляризованных компонентов под воздействием внешнего магнитного поля. В общем случае для простого эффекта Зеемана (Ихсанов, 1973) наблюдается расщепление на три компоненты: центральную ( $\pi$ -компоненту), которая не подвержена сдвигу, и две  $\sigma$ -компоненты, которые будут смещены относительно центра спектральной линии на величину  $\pm g\lambda^2 B$ , где  $g$  – фактор Ланде выбранной спектральной линии,  $\lambda$  – ее длина волны,  $B$  – напряженность внешнего магнитного поля. Угол  $\gamma$  между вектором  $\mathbf{B}$  и лучом зрения, а также азимутальный угол  $\phi$  вектора  $\mathbf{B}$  определяют интенсивность компонентов и вид поляризации зеемановского триплета. В общем случае, когда вектор магнитного поля составляет некий угол  $\gamma$  с лучом зрения, наблюдаемая  $\pi$ -компонента зеемановского триплета является линейно поляризованной, а  $\sigma$ -компоненты поляризованы эллиптически с противоположным направлением вращения плоскости поляризации. Если внешнее магнитное поле направлено вдоль луча зрения, то картина зеемановского расщепления будет содержать

только  $\sigma$ -компоненты, имеющие циркулярную поляризацию противоположных направлений. В случае же поперечного поля центральный  $\pi$ -компонент триплета будет иметь линейную поляризацию по направлению поля, а две  $\sigma$ -компоненты – линейную поляризацию в перпендикулярном магнитному полю направлении.

Относительная интенсивность каждой из компонент триплета задается, в первом приближении, формулой Сирса (Ихсанов, 1973):

$$I_{\sigma_V} : I_{\pi} : I_{\sigma_R} = \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \gamma) : \frac{1}{2} \sin^2 \gamma : \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \quad (1.1),$$

где индексы V и R обозначают соответственно фиолетовый и красный компоненты.

Таким образом, для определения величины и направления вектора магнитного поля в заданной точке на уровне формирования спектральной линии в атмосфере Солнца, необходимо знать параметры поляризации и относительные интенсивности зеемановских компонентов исследуемой спектральной линии. Однако, для получения полной картины, требуется привлекать теорию формирования спектральных линий в магнитном поле и решать уравнения переноса излучения. Впервые подобные вычисления были выполнены Унно (Unno, 1956), который составил уравнения переноса и решил их для случая истинного поглощения применительно к модели Милна-Эддингтона солнечной атмосферы. В дальнейших исследованиях В.Е. Степанова (Степанов, 1958), В.Н. Обридко (1965) и в серии работ Д.Н. Рачковского (Рачковский, 1961; 1962а б; 1963; 1965; 1967а, б; 1969; 1972; 1973; 1974) многие ограничения, введенные в работе Унно, были сняты.

Для описания характера поляризации электромагнитной волны необходимы три независимые величины, например, амплитуды  $a_1$  и  $a_2$  и разность фаз  $\delta$ , или же малая и большая полуоси,  $a$  и  $b$  и угол  $\psi$ , характеризующий ориентацию эллипса поляризации. Для практических целей состояние поляризации удобно охарактеризовать некоторыми

параметрами, обладающими одинаковой физической размерностью. Такие параметры были введены Джорджем Стоксом в 1852 году (Stokes, 1852). Параметры Стокса являют собой альтернативу описанию поляризованного излучения в терминах полной интенсивности, степени поляризации и формы эллипса поляризации. Связь параметров Стокса с параметрами поляризационного эллипса задается соотношениями (Ихсанов, 1973):

$$I = a_1^2 + a_2^2 \quad (1.2)$$

$$Q = I \cos 2\chi \cos 2\psi \quad (1.3)$$

$$U = I \cos 2\chi \sin 2\psi \quad (1.4)$$

$$V = I \sin 2\chi \quad (1.5).$$

Здесь  $a_1$  и  $a_2$  – большая и малая полуоси эллипса поляризации,  $\psi$  – азимут эллиптически-поляризованного излучения, то есть угол поворота поляризационного эллипса относительно оси  $Ox$  произвольной лабораторной системы координат, а угол  $\chi$  определяется из отношения малой полуоси эллипса поляризации к большой  $\operatorname{tg} 2\chi = a_2/a_1$ .

Если использовать непосредственно измеряемые величины, то можно записать следующие выражения для параметров Стокса:

$$I = i_1^2 + i_2^2 \quad (1.6)$$

$$Q = i_1^2 - i_2^2 \quad (1.7)$$

$$U = 2i_1 i_2 \cos \delta \quad (1.8)$$

$$V = 2i_1 i_2 \sin \delta \quad (1.9),$$

где  $i_1$  и  $i_2$  – мгновенные амплитуды двух взаимно перпендикулярных компонент электрического вектора  $E_x$  и  $E_y$ , а  $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$  – разность их фаз.

С точки зрения наблюдения параметры Стокса плоской квазимонохроматической волны могут быть определены с помощью простых экспериментов. Пусть  $I(\theta, \varepsilon)$  – интенсивность световых колебаний в направлении, образующем угол  $\theta$  с осью  $Ox$ , когда их  $y$ -компонента запаздывает на величину  $\varepsilon$  по отношению к  $x$ -компоненте. Тогда можно записать следующие выражения для параметров Стокса (Борн, Вольф, 1973):

$$I = I(0^\circ, 0) + I(90^\circ, 0) \quad (1.10)$$

$$Q = I(0^\circ, 0) - I(90^\circ, 0) \quad (1.11)$$

$$U = I(45^\circ, 0) - I(135^\circ, 0) \quad (1.12)$$

$$V = I\left(45^\circ, \frac{\pi}{2}\right) - I\left(135^\circ, \frac{\pi}{2}\right) \quad (1.13).$$

Параметр  $I$  представляет собой полную интенсивность. Параметр  $Q$  равен разности интенсивностей линейно поляризованного излучения, прошедшего через поляризаторы, с азимутами  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$ . Аналогично можно интерпретировать и параметр  $U$ , но для азимутов  $\theta = 45^\circ$  и  $\theta = 135^\circ$ . Наконец, параметр Стокса  $V$  равен разности интенсивностей электромагнитного излучения, прошедшего через прибор, пропускающий колебания с правой круговой поляризацией, и света, прошедшего через прибор, пропускающий колебания с левой круговой поляризацией.

Таким образом, для получения информации о параметрах Стокса по формулам (1.10-1.13), достаточно произвести измерения интенсивности поляризованного излучения в ряде направлений в относительно узком диапазоне длин волн в пределах магниточувствительной спектральной линии, подверженной расщеплению вследствие эффекта Зеемана. Подобные данные можно получить с помощью магнитографов и спектрополяриметров различных конструкций. Далее, имея информацию о характере поляризации излучения на различных участках профиля спектральной линии и интенсивности компонент зеемановского расщепления, можно, применяя теорию формирования спектральных линий в магнитном поле, получить данные о величине и направлении вектора магнитного поля  $\mathbf{B}$  в заданной точке (определяемой, в первую очередь, разрешением прибора) на уровне формирования исследуемой спектральной линии в солнечной атмосфере.

### 1.3. Эффект Ханле

Измерение магнитных полей на фотосферных высотах в современных реалиях является относительно простой задачей. Однако определение компонент вектора магнитного поля в верхних слоях солнечной атмосферы сопряжено с целым рядом трудностей. Одной из наиболее серьезных проблем является то, что термодинамические параметры в хромосфере и короне меняются с высотой достаточно быстро, и поэтому простой модели, аналогичной модели Милна-Эддингтона для фотосферы, для вышележащих слоев атмосферы Солнца не существует. Это, в свою очередь, приводит к сложностям в интерпретации поляриметрических данных, полученных на основе определения параметров Стокса. По этой причине, для получения информации о магнитных полях на хромосферных и корональных высотах применяют другие методики. Значительная их часть основана на теоретических моделях, в большинстве случаев использующих фотосферное магнитное поле как граничное условие (см., напр., Molodenskii, 1969; Aly, 1984; McClymont et al., 1997; Schrijver et al., 2006, и многие др.), некоторые базируются на наблюдательных данных. Среди последних можно выделить метод, в основе которого лежит эффект Ханле.

Эффект Ханле представляет собой изменение параметров линейной поляризации (степени поляризации, и ее направления) спектральной линии в присутствии магнитного поля. С классической точки зрения возбужденный атом (или ион) действует как диполь, поэтому вектор дипольного электрического поля прецессирует вокруг вектора магнитного поля на ларморовской частоте  $\omega$ , которая непосредственно связана с напряженностью магнитного поля ( $\omega = \frac{\mu_B}{\hbar} B$ , где:  $\mu_B$  – магнетон Бора;  $B$  – напряженность магнитного поля). Кроме того, напряженность дипольного электрического поля затухает в связи с конечным временем жизни верхнего уровня рассматриваемого атомного перехода. В том случае, когда магнитное поле сильно, прецессионное движение доминирует над затуханием и,

следовательно, вектор электрического поля следует полностью симметричному пути, а переизлученное излучение полностью деполаризуется (см. Рис. 8 в работе Landi Degl'Innocenti, 1992). Однако если время затухания и период прецессии имеют примерно одинаковый порядок величины, то испускаемое излучение линейно поляризуется, имея при этом более низкую степень поляризации, чем в отсутствие магнитного поля. Направление поляризации также будет иным, чем в случае отсутствия магнитного поля. Изменение параметров поляризации зависит от величины и направления вектора магнитного поля. Следует отметить, что это классическое описание может объяснить только случай нормального триплета Зеемана (то есть двухуровневого атома). Для более сложных атомных переходов необходимо применять квантовую теорию.

Первые экспериментальные доказательства эффекта Ханле были получены Робертом Вудом (Wood, 1912). Эффект назван в честь Вильгельма Ханле, первым объяснивший его в терминах классической физики (Hanle, 1924).

Начиная со второй половины 70-х годов 20-го века эффект Ханле был успешно применен для изучения магнитных полей в солнечных протуберанцах (Leroy 1977; Sahal-Brechot et al. 1977; Bommier, Sahal-Brechot 1978; Bommier et al., 1981; Degl'Innocenti 1982; Athay et al. 1983; Leroy et al. 1983; Querfeld et al. 1985; Bommier et al. 1994 и др.). В работах Bommier, Sahal-Brechot (1978, 1982) было показано, что максимальная чувствительность спектральной линии к эффекту Ханле достигается в диапазоне значений  $0.1 \leq \omega\tau \leq 10$ , где  $\tau$  – время жизни верхнего уровня атомного перехода. В видимой области водородные линии H $\alpha$  и H $\beta$  и линия HeI D $_3$  обладают идеальной чувствительностью к эффекту Ханле. Это одна из основных причин изучения данного эффекта в солнечных протуберанцах.

В последние десятилетия эффект Ханле применяется в солнечной физике как один из методов определения слабых магнитных полей в верхних

слоях солнечной атмосферы. В солнечной короне ожидаемый порядок величины напряженности магнитного поля составляет несколько гаусс. Следовательно, предполагается, что спектральные линии с коротким временем жизни будут чувствительны к данному эффекту. В работе Raouafi (2002) показано, что наблюдаемая поляризация спектральных линий литийподобных ионов в дальнем ультрафиолетовом диапазоне может быть чувствительна к воздействию локального магнитного поля. Измерение и интерпретация параметров линейной поляризации таких линий должны дать важную информацию о магнитном поле на корональных высотах.

На современном этапе измерения трех компонент вектора магнитного поля в короне с использованием эффекта Ханле реализуется на инструменте CoMP (Coronal Multichannel Polarimeter, Tomczyk et al., 2008).

## **1.4. Первые наземные инструменты для измерения магнитных полей**

### **1.4.1. Магнитограф Бэбкока**

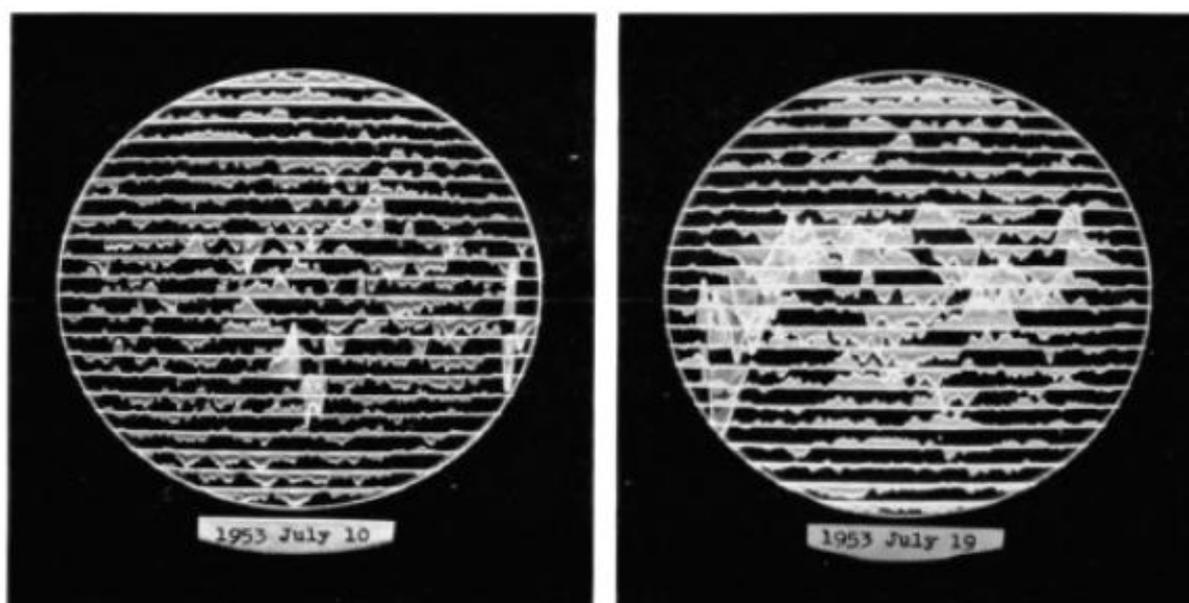
Первые попытки измерения общего магнитного поля Солнца и слабых локальных магнитных полей на его поверхности с применением фотоэлектрических методов Хейлом и коллегами в 1933 году не дали положительных результатов, поскольку в слабом магнитном поле расщепление спектральной линии, обусловленное эффектом Зеемана, крайне мало. Так, для магнитного поля величиной в 1 Гс, зеемановский сдвиг магниточувствительной линии в зеленой области спектра составляет всего  $8 \times 10^{-5}$  Å. Решением данной проблемы стало создание в 1952 г. Г. Бэбкоком первого в мире солнечного магнитографа.

В фотоэлектрическом магнитографе Бэбкока (Babcock, 1953) использовались две щели, располагающиеся в крыльях магниточувствительной спектральной линии симметрично относительно ее центра. Использовалась линия FeI  $\lambda$  5250.218Å с центральной

интенсивностью около 0.4, полушириной  $0.1\text{\AA}$  и фактором расщепления  $g\lambda^2 = 83$ . Для компенсации несимметричного расположения линии, обусловленного эффектом Доплера, перед щелями фотометра была установлена поворотная плоскопараллельная пластинка – доплеровский компенсатор – поворотом которой добиваются центрирования анализируемой спектральной линии между двумя выходными щелями. За щелями установлены два фотоумножителя. Непосредственно перед щелью спектрографа установлен электрооптический модулятор, состоящий из кристалла дигидрофосфата аммония (ADP,  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ) и поляроида (призмы Николя). Под действием электрического поля напряженностью порядка 9 кВ, направленного вдоль оси z, кристалл ADP становится пластинкой  $\lambda/4$  для света с длиной волны  $5250\text{\AA}$ , падающего также вдоль оси z кристалла. Если на кристалл подается переменное напряжение с амплитудой, соответствующей  $\lambda/4$ , то модулятор пропускает, в зависимости от фазы, то одну, то другую  $\sigma$ -компоненту. В фототоках каждого из фотоумножителей появляется, помимо постоянной слагаемой потока, переменная составляющая с частотой, равной модуляции электрооптического модулятора (120 Гц), но в противофазе друг к другу. После вычитания постоянной составляющей фототоков за каждые полпериода полезный сигнал удваивается. Величина полезного сигнала фототока возрастает квазилинейно с ростом абсолютных значений напряженности магнитного поля вплоть до 20 Гс и имеет насыщение выше этого значения. В случае необходимости записи сигналов большей интенсивности, опционально применяется логарифмический ослабитель.

Фотоэлектрический магнитограф Бэбкока обеспечивает высокоточное (уровень шумов около 0.1 Гс) измерение слабых продольных магнитных полей на уровне солнечной фотосферы с напряженностью поля в диапазоне значений  $\pm(0.1-20)$  Гс. Сканирующая система магнитографа позволяла записывать данные о напряженности и знаке магнитных полей на

изображении диска Солнца диаметром 400 мм, путем многократного продвижения его перед щелью, каждый раз смещая изображение Солнца вдоль щели, так что полное сканирование солнечного диска представляло собой порядка 25 магнитных разрезов (Рис. 1.1). Разрешающая сила прибора, согласно данным, представленным в работе Никулин и др. (1958), составляет порядка  $38'' \times 70''$ .



**Рис. 1.1.** Магнитограммы Солнца, полученные в июле 1953 года на солнечном телескопе обсерватории Маунт-Вилсон с помощью магнитографа Бэбкока. Север вверху, восток справа. Расстояние между прямыми трассерами соответствует величине поля в 1 Гс в центре солнечного диска и 2 Гс вблизи лимба. Рисунок взят из работы Babcock (1953).

#### **1.4.2. Магнитограф Крымской астрофизической обсерватории.**

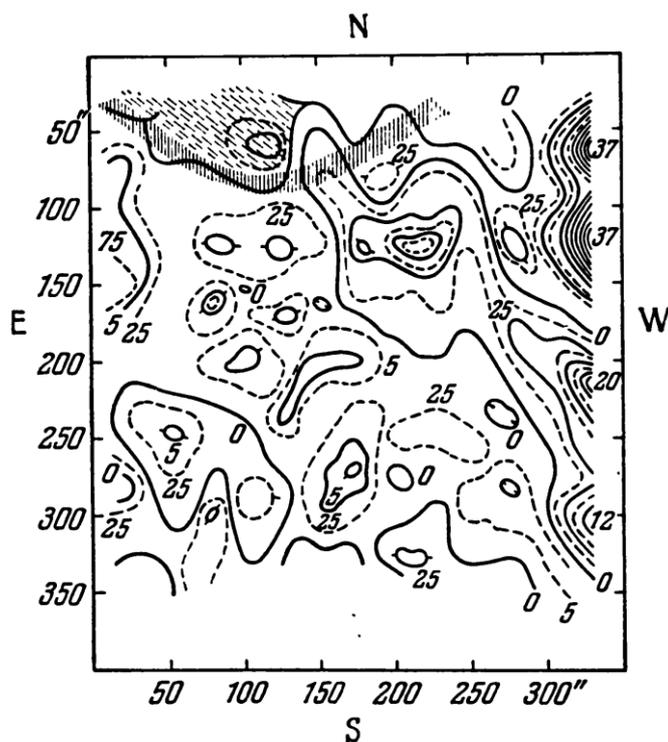
В середине 50-х годов 20-го века на башенном солнечном телескопе БСТ-1 КрАО был смонтирован магнитограф (Никулин и др., 1958), сходный с тем, который разработан Бэбкоком несколькими годами ранее. Особенности крымского солнечного магнитографа является несколько иная разработка отдельных узлов электрической схемы прибора, а также применение автоматического компенсатора лучевых скоростей. Поворот

плоскопараллельной пластинки в компенсаторе осуществлялся за счет возникновения разности потенциалов между анодами фотоумножителей, возникающей вследствие разной освещенности из-за несимметричного расположения линии на щелях. Угол поворота пластинки пропорционален величине доплеровского сдвига.

Особенности конструкции телескопа, спектрографа, а также нововведения, реализованные в магнитографе КрАО позволили, при сохранении шумов на уровне 0.1 Гс, более чем в 2 раза улучшить пространственное разрешение прибора по сравнению с магнитографом, разработанным Бэбкоком – до  $15'' \times 30''$ . Результаты записи магнитных полей отдельных участков Солнца, получаемые с помощью магнитографа КрАО, представляются в виде изогаусс, т.е. линий одинаковой напряженности поля. Пример карты распределения продольной составляющей вектора магнитного поля участка солнечной фотосферы размером  $330 \times 400''$ , полученный 3 мая 1957 года на магнитографе КрАО, представлен на Рис. 1.2.

В конце 50-х – первой половине 60-х годов 20 века магнитограф Крымской астрофизической обсерватории был подвергнут дальнейшей модернизации. Первый этап модернизации предусматривал возможность одновременной (квазиодновременной) регистрации всех трех компонент вектора магнитного поля на определенном уровне солнечной атмосферы. В схему магнитографа был внесен ряд изменений. В частности, была использована специальная составная пластинка, состоящая из двух пластинок  $\lambda/4$ , оси которых скрещены под углом  $45^\circ$ . Эти пластинки попеременно, с частотой 20 Гц, устанавливались перед кристаллом ADP так, что угол, образованный необыкновенными осями пластинок с главной осью кристалла, принимал значения  $0^\circ$  и  $45^\circ$  (Брунс и др., 1965; Никулин, 1967). В результате получался анализатор линейной поляризации, что позволяло измерять компоненты поперечного поля. Для поперечного поля сигнал двух фотоумножителей меняется синфазно и поэтому его сигнал детектируется в

сумме токов фотоумножителей. Метод измерения поперечных магнитных полей, таким образом, является интегральным, что приводит к значительно более низкой его точности, по сравнению с дифференциальным методом измерения продольной компоненты магнитного поля – уровень шумов при определении поперечных полей составляет порядка 40 Гс.



**Рис. 1.2.** Карта продольной компоненты магнитного поля участка солнечной фотосферы, полученная 3 мая 1957 г. на магнитографе КрАО, представленная в виде линий равной напряженности поля (изогаусс). Изображение взято из работы Никулин и др. (1958).

Выделение сигналов поперечного поля  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$  происходит синхронно – фазовым детектором на основной частоте  $\Omega$  элетрооптического модулятора (для магнитографа КрАО  $\Omega = 1000$  Гц). Азимут поперечного поля  $\chi$  получают непосредственно из измерений сигналов  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$ , отсчитывая угол от необыкновенной оси кристалла ADP (Северный, 1964):

$$tg2\chi = \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}} \quad (1.14),$$

а величину поперечной компоненты поля получают из величины  $\delta_{\perp 1}$ :

$$\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2} \quad (1.15)$$

и из соответствующих калибровочных соотношений (Степанов, Северный, 1962).

В случае применения вышеописанной системы электрооптического модулятора, помимо сигналов  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$  на основной частоте  $\Omega$ , из разности фототоков фотоумножителей можно получить также и сигнал продольной составляющей магнитного поля на удвоенной частоте модулятора  $2\Omega$  (что приводит к ухудшению соотношения сигнал/шум), или на основной частоте при повторном сканировании изображения Солнца.

Второй этап модернизации магнитографа КрАО предусматривал создание на его базе двухканального вектор-магнитографа, что позволяло производить одновременные измерения в двух спектральных линиях (Северный, 1966; Котов и др., 1982), формирующихся на разных высотах в фотосфере, а в отдельных случаях, и в хромосфере, и получать информацию о компонентах вектора магнитного поля на соответствующих уровнях солнечной атмосферы. В модернизированном магнитографе позади щели спектрографа, модулятора на основе кристалла дигидрофосфата калия (KDP,  $\text{KN}_2\text{PO}_4$ ) и поляроида, была установлена призма Рошона, разделяющая луч на два – обыкновенный и необыкновенный. Призма Рошона отклоняла обыкновенный луч от необыкновенного на  $1^{\circ}16'$ , что при имеющихся параметрах спектрографа обеспечивало расхожимость пучков на 22 см и их попадание на отдельные коллиматорные зеркала. Таким образом, формировалось два независимых световых пучка, в каждом из которых можно было наблюдать отдельную спектральную линию, формирующуюся на определенной высоте в солнечной атмосфере.

## **1.5. Современные космические инструменты для измерения магнитных полей на Солнце и интернет-ресурсы доступа к базам данных**

### **1.5.1. Solar Dynamics Observatory (SDO). Общая информация**

Космическая обсерватория для исследования Солнца Solar Dynamics Observatory (SDO, Pesnell et al., 2012) выведена на околоземную орбиту 11 февраля 2010 года. Первые научные данные были получены 1 мая 2010 года. SDO – первый КА, запущенный в рамках реализации программы «Жизнь со звездой» («Living with a Star», LWS).

Одной из важнейших задач обсерватории SDO является получение данных, используемых в прогнозах солнечной активности на коротких (1-3 дня) и длинных (будущие солнечные циклы) временных шкалах. Длительное время работы и круглосуточный мониторинг позволяет изучать процессы переноса, усиления и диссипации магнитных полей на Солнце.

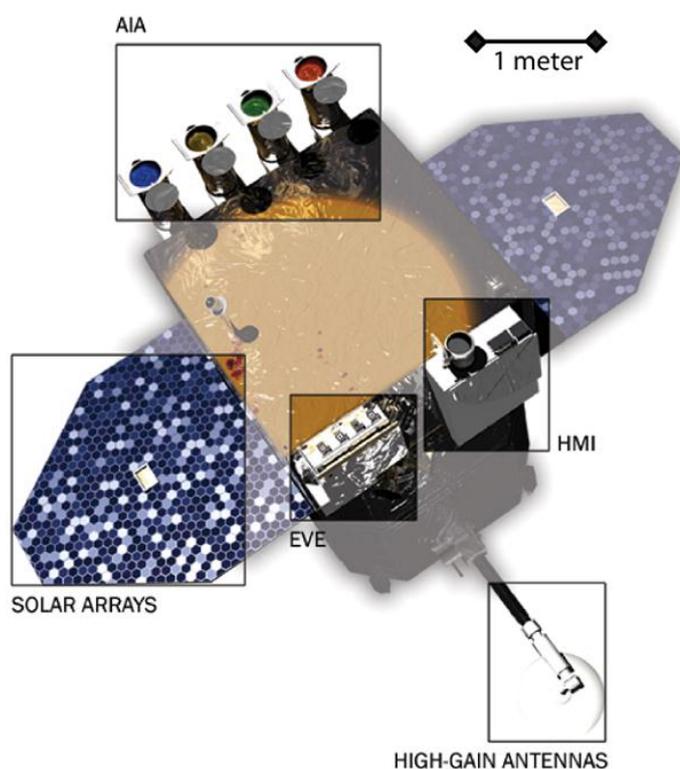
Два прибора, установленные на борту SDO, получают информацию в дальнем ультрафиолетовом диапазоне (в интервале длин волн 10-1220Å). Излучение в этом диапазоне, особенно в периоды повышенной солнечной активности, является доминирующим фактором радиативных потерь в солнечной короне и основным источником нагрева верхних слоев атмосферы Земли.

Часть задач SDO связана с исследованиями в области гелиосейсмологии. Измерение колебаний во внутренних слоях Солнца обеспечивает получение информации, необходимой для понимания характера и особенностей движений в глубине конвективной зоны Солнца, участвующих в генерации магнитных полей. Сочетание различных данных, получаемых SDO, позволяет изучать жизненный цикл солнечного магнитного поля.

Ежедневно SDO передает на Землю 1.5 ТБайт данных: около 150000 изображений Солнца высокого разрешения и порядка 9000 спектров. Только

за первые пять лет работы космической обсерватории на Землю было передано более 3 ПБайт научной информации.

Для выполнения представленного выше круга задач, на космической солнечной обсерватории SDO установлены три научных инструмента – Atmospheric Imaging Assembly (AIA), Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) и Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) (Рис. 1.3).



**Рис. 1.3.** КА Solar Dynamics Observatory (SDO). Показаны основные инструменты для изучения Солнца, установленные на его борту: Atmospheric Imaging Assembly (AIA), Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) и Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE). Изображение взято из (Pesnell et al., 2012).

Atmospheric Imaging Assembly (AIA) представляет собой массив из четырех телескопов, для наблюдения за поверхностью и атмосферой Солнца. Инструмент AIA предназначен для получения полнодисковых изображений Солнца в десяти каналах: семь диапазонов в дальнем ультрафиолете (94, 131, 171, 193, 211, 304, 335Å), два в ультрафиолете (1600 и 1700Å) и один в видимой области спектра (4500Å). Выбор диапазонов обусловлен

необходимостью проведения диагностики состояния солнечной атмосферы в температурном интервале от 6000 К до  $3 \cdot 10^6$  К. Поле зрения прибора составляет  $41'$ , пространственное разрешение – около  $0.6''$ . Подробное описание инструмента AIA/SDO можно найти в работе Lemen et al. (2011).

Основной задачей инструмента Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) является измерение вариаций жесткого ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца. Инструмент состоит из трех частей: MEGS, ESP и SAM. MEGS представляет собой двойной дифракционный спектрометр с ПЗС-камерами, используемый для измерения интенсивности излучения в отдельных участках жесткого ультрафиолетового излучения. Эти отдельные участки затем объединяются для получения спектра в диапазоне длин волн от 65 до  $1050\text{\AA}$  со спектральным разрешением порядка  $1\text{\AA}$ . Кремниевый фотодиод, расположенный внутри канала MEGS-B, измеряет поток излучения в линии  $L\alpha$  ( $1216\text{\AA}$ ). ESP является набором радиометров для измерения потоков излучения в нескольких диапазонах длин волн (1-59, 172-206, 231-276, 280-316 и 340-381 $\text{\AA}$ ). SAM – это камера-обскура, используемая вместе с ПЗС-камерой прибора MEGS-A для фиксации отдельных рентгеновских фотонов в диапазоне длин волн 1-70 $\text{\AA}$ .

EVE получает данные с временным разрешением 10 с. Подробное описание инструмента и его задач можно найти в работе Woods et al. (2011).

Инструмент Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) предназначен для получения информации о магнитном поле и поле скоростей на уровне солнечной фотосферы. HMI/SDO получает доплерограммы полного диска Солнца с временным разрешением 45 секунд, пространственным разрешением порядка  $0.5''$  (около 363 км на поверхности Солнца) и уровнем шумов  $25 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ . Полнодисковые магнитограммы продольной компоненты поля имеют временное разрешение 45 секунд, пространственное разрешение  $0.5''$ , уровень шумов порядка 17 Гс и динамический диапазон  $\pm 3$  кГс.

Магнитограммы компонент вектора магнитного поля имеют 12-минутное временное разрешение и пространственное разрешение около  $0.5''$ .

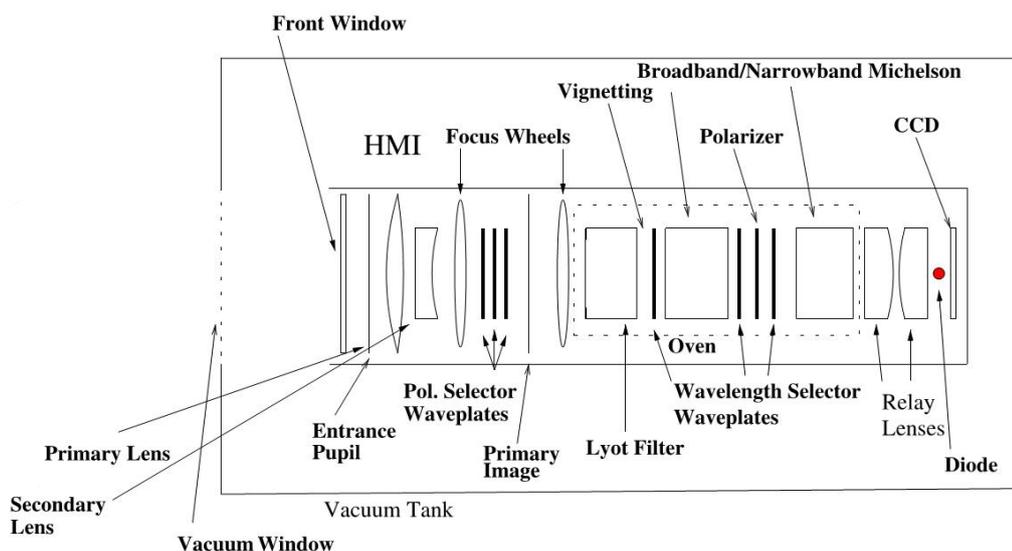
Магнитограммы компонент вектора магнитного поля в фотосфере Солнца, получаемые прибором HMI/SDO являются основными данными, на которых построена большая часть работ диссертационного исследования. По этой причине в последующих пунктах 1.5.2 и 1.5.3 Главы 1 диссертации будут более детально рассмотрены инструмент HMI, его характеристики, задачи и особенности, а также интернет ресурс доступа к данным. Более детальную информацию о приборе HMI/SDO и его особенностях можно найти в обзорах (Scherrer et al., 2012; Schou et al., 2012).

### **1.5.2. Инструмент Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту SDO: основные научные задачи и характеристики**

Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) является собой модернизированную версию инструмента Michelson Doppler Imager (MDI), работавшего на борту Solar and Heliospheric Observatory (SOHO, Scherrer et al., 1995). Усовершенствования позволили обеспечить инструменту HMI более высокое пространственное и временное разрешение. Наличие (по сравнению с MDI) второй камеры позволяет одновременно получать как поляриметрические данные для определения термодинамических параметров атмосферы и параметров Стокса, так и фильтрограммы, необходимые для исследований в области гелиосейсмологии.

HMI (Рис. 1.4) представляет собой инструмент с апертурой 14 см, внутри которого смонтирована комбинация из фильтра Лио и двух интерферометров Майкельсона. Между интерферометрами Майкельсона установлен набор из трех пластинок, создающих соответственно разность фаз  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$  и  $\lambda/2$ . Далее расположен светоделитель, разделяющий световой пучок на два и направляющий каждый из них на отдельную ПЗС-камеру

(каждая имеющая размеры  $4096 \times 4096$  пикселей). Обе камеры получают изображение полного диска Солнца с пространственным разрешением порядка  $0.5''$  пиксель<sup>-1</sup>.



**Рис. 1.4.** Схема строения инструмента HMI/SDO. Изображение взято из (Wachter et al., 2012). Описание дано в тексте.

Первая камера, называемая доплеровской камерой, предназначена для измерения правой и левой круговой поляризации ( $I \pm V$ ) в шести позициях в пределах профиля спектральной линии железа  $\text{FeI } 6173.35 \text{ \AA}$ . На основе этих данных составляются карты полного диска Солнца лучевой компоненты вектора магнитного поля в фотосфере и лучевой скорости с временным разрешением 45 с для последующих гелиосейсмологических исследований. Вторая, векторная камера, предназначена для определения полного вектора Стокса  $I \equiv (I, Q, U, V)$  и ряда термодинамических параметров атмосферы. Каждые 135 секунд векторная камера прибора HMI получает шесть состояний поляризации ( $I \pm Q$ ,  $I \pm U$  и  $I \pm V$ ) в тех же шести позициях линии  $6173.35 \text{ \AA}$ , что и доплеровская камера, формируя 36 фильтрограмм полного диска Солнца размерами  $4096 \times 4096$  пикселей каждая.

Данные инструмента HMI/SDO доступны с 1 мая 2010 года. Наблюдения производятся в круглосуточном режиме с небольшим

количеством пробелов. Подобные пробелы в получении первичных данных обусловлены наклонной орбитой SDO, вследствие чего дважды в год, каждый раз в течение двух недель в марте и сентябре, Земля затмевает Солнце на 72 минуты в день. Также последовательность наблюдений ненадолго прерывается калибровками, которые выполняются ежедневно в 6:00 и 18:00 по всемирному времени (UT). Иногда возникают сбои из-за затмений, поддержания станции на орбите, специальных калибровок, погодных условий, проблем с наземным оборудованием и т.д.

Формирование пакета первичных данных HMI/SDO с минимальной обработкой (Level 0) завершается в течении нескольких минут. Вычисление ряда параметров на основе этих данных выполняются почти в реальном времени (near-real time, NRT). Дальнейшая верификация и заполнение пробелов в научных и технических данных обычно занимает около суток, после чего начинается окончательная калибровка для получения фильтрограмм более высокого уровня обработки (Level 1).

Дополнительная обработка фильтрограмм предполагает исправление различных искажений, обусловленных как особенностями инструмента, так и внешними факторами. Для устранения эффектов космических лучей, пробелов в данных, а также с целью учета вращения Солнца применяются временные и пространственные интерполяции. Для уменьшения шума и минимизации эффектов, обусловленных солнечными осцилляциями, каждые 720 секунд выполняется усреднение 360 135-секундных фильтрограмм, собранных в течение 1350-секундного интервала и получение результирующих 36 фильтрограмм с минимумом присутствия артефактов и низким уровнем шумов (Couvidat et al., 2012).

Первичными данными для получения информации о векторе магнитного поля в фотосфере являются 24 фильтрограммы компонент вектора Стокса (четыре параметра Стокса – I, Q, U, V – в шести позициях в

пределах анализируемой спектральной линии), доступные с временным интервалом 12 минут.

Данные о векторе магнитного поля, получаемые HMI/SDO имеют хорошее и стабильное качество, и уровни шумов не превышающие заявленные при конструировании инструмента значения. Доминирующие систематические ошибки возникают вследствие суточного сдвига скорости спектральной линии на  $\pm 3 \text{ км с}^{-1}$  из-за геосинхронной орбиты SDO. Эти ошибки учитываются и по большей части устраняются; тем не менее, суточные вариации, зависящие от скорости, напряженности магнитного поля и ряда других параметров, в любом случае будут присутствовать в итоговых данных.

Получение информации о векторе магнитного поля в фотосфере Солнца предполагает определенные допущения относительно модели атмосферы. Для инверсии поляриметрических данных HMI/SDO применяется специально разработанный код VFISV (Very Fast Inversion of the Stokes Vector, Borrero et al., 2011; Centeno et al., 2014), базирующийся на модели атмосферы Милна-Эддингтона. Генерация поляризованного излучения описывается классическим эффектом Зеемана. При этих допущениях уравнение переноса поляризованного излучения имеет аналитическое решение, известное как решение Унно-Рачковского (Unno, 1956; Рачковский, 1962а, б; 1967а, б). Прямая модель синтеза спектральных линий традиционно имеет 11 свободных параметров: три величины, связанные с магнитным полем (напряженность магнитного поля, его наклон к лучу зрения и азимут относительно произвольно выбранного направления в плоскости, перпендикулярной лучу зрения), пять термодинамических параметров (доплеровская ширина, глубина линии, постоянная затухания, функция источника и ее градиент), две кинематические переменные (доплеровская и макротурбулентная скорости) и геометрический параметр – коэффициент заполнения, который количественно определяет долю пикселя,

занятого магнитной структурой. В коде VFISV для более быстрой инверсии величина коэффициента заполнения принята равной единице. Данное обстоятельство, а также неучет рассеянного света в каждом пикселе приводят к занижению значений напряженности магнитного поля, особенно в областях сильного поля (La Bonte, 2004).

В коде VFISV используется метод наименьших квадратов Левенберга-Марквардта (Press et al., 1992) для функции  $\chi^2$ , являющейся мерой разности между наблюдаемым и синтетическим профилями Стокса. Учитывая первоначальные предположения для модельной атмосферы, алгоритм создает синтетические профили Стокса и сравнивает их с наблюдаемыми. Затем параметры модели изменяются итеративным образом до тех пор, пока синтетические данные не будут в достаточной степени соответствовать наблюдаемым профилям. Качество подгонки определяется критериями сходимости.

Код VFISV позволяет оперативно (со скоростью более 20000 пикселей  $s^{-1}$ ) и с высокой точностью решать уравнения переноса, извлекая тем самым данные о векторе магнитного поля в каждом пикселе исходных изображений, пригодные в дальнейшем не только для качественного, но и количественного научного анализа.

Инверсия, применяемая к каждому пикселю в рамках программного модуля VFISV, не может устранить  $180^\circ$  неоднозначность в определении азимута поперечной составляющей вектора магнитного поля (Harvey, 1969). Для решения данной проблемы применяется адаптированный метод «минимума энергии» (Metcalf, 1994). Устранение неоднозначности требует определенных вычислительных ресурсов, которые увеличиваются с размером области и с необходимостью применения сферической геометрии. По этой причине для данных, предоставляемых в режиме реального времени (NRT) обрабатываются обычно небольшие участки АО в прямолинейных координатах. Полнодисковые данные о векторе магнитного поля, в которых

устранена 180°-неоднозначность азимута поперечного поля, доступны только для дат после 19 декабря 2013 года.

На практике не всегда удобно использовать фотогелиограммы и магнитограммы полного диска Солнца. Часто возникает необходимость исследования ограниченных участков солнечной атмосферы – активных областей. Для данных HMI/SDO существует единый стандартизированный алгоритм автоматической идентификации участков усиленного магнитного поля, позволяющий вырезать прямоугольные фрагменты из фотогелиограмм и магнитограмм полного диска Солнца (Turmon et al., 2010). Каждый такой участок называется HARP (HMI/SDO Active Region Patch) и имеет свой уникальный числовой идентификатор. Следует отметить, что HARP не всегда можно ассоциировать с конкретной активной областью согласно классификации NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Один HARP может объединять как несколько АО со своими уникальными номерами, так и содержать в себе сравнительно слабые магнитные поля, которые не идентифицированы в базе данных NOAA.

Существует два типа HARP: окончательный и в реальном времени (NRT). Основное различие заключается в том, что в окончательном варианте геометрия патча формируется лишь после того, как связанная с ней магнитная область распадается или уходит на обратную сторону Солнца, поэтому размер HARP остается постоянным в течение всего жизненного цикла области и соответствует максимальной площади, занимаемой соответствующей магнитной структурой. В случае NRT геометрические размеры участка изменяются по мере эволюции магнитной области, и в некоторых случаях отдельные HARP-участки могут сливаться, формируя более крупную структуру. Поэтому номера патчей в окончательном варианте и в режиме NRT не совпадают. В диссертационном исследовании использованы только окончательный тип HARP.

HARP представляет собой уникальный идентификатор и координаты участка, но не содержит карты наблюдаемых солнечных величин. Однако наблюдаемые данные и дополнительные параметры, вычисленные на их основе, объединяются в виде SHARP (Space-weather HMI/SDO Active Region Patch, Bobra et al., 2014; Hoeksema et al., 2014).

SHARP содержит большую часть наблюдаемых в HARP данных и вычисленных на их основе интегральных параметров АО. Существуют две серии SHARP-данных – hmi.sharp\_720s и hmi.sharp\_cea\_720s, различающихся применяемой координатной системой. Обе серии доступны на сайте Joint Science Operations Center (JSOC) (см. п. 1.5.3 Главы 1).

Серия данных hmi.sharp\_720s является довольно полной и содержит 31 карту соответствующего HARP участка на каждом 12-минутном временном шаге. Помимо карт распределения трех компонент вектора магнитного поля в фотосфере, интенсивности излучения в континууме, доплеровской скорости и карты лучевой компоненты магнитного поля в фотосфере, есть карты коррекции  $180^\circ$ -неопределенности азимута поля, растровое изображение соответствующего HARP (bitmap), карты распределения термодинамических параметров, полученных на основе инверсии параметров Стокса, а также карты распределения величин ошибок и коэффициентов взаимной корреляции соответствующих величин.

Альтернативная серия SHARP hmi.sharp\_cea\_720s содержит одиннадцать карт, спроецированных на цилиндрические гелиографические координаты с равной площадью пиксела (Cylindrical Equal Area, CEA) и центрированных на центр HARP участка. Серия CEA включает в себя карты трех компонент вектора магнитного поля и стандартных отклонений (ошибок) для каждого компонента, а также карты лучевой компоненты поля, доплеровских скоростей, интенсивности излучения в континууме, карту коррекции  $180^\circ$ -неопределенности азимута поля, и растровое изображение соответствующего HARP (bitmap).

Соискателем в ходе исследований использованы обе серии SHARP-данных о компонентах магнитного поля на уровне солнечной фотосферы. Данные серии hmi.sharp\_720s применены в исследованиях, описанных в Главах 2 и 4, а данные серии hmi.sharp\_cea\_720s – в работах, представленных в Главе 3.

### **1.5.3. Интернет ресурсы доступа к данным космической обсерватории SDO**

Существует несколько вариантов доступа к данным SDO через сеть Интернет. Среди наиболее известных можно отметить сайты <https://solarmonitor.org> и <https://helioviewer.org>. Однако, данные интернет-ресурсы позволяют получить только изображения (наиболее часто в формате \*.jpeg) или сгенерировать видеоролики интересующего события (в формате \*.mp4), что хорошо для наглядной демонстрации, однако не несет в себе количественного описания наблюдаемого явления.

Доступ к цифровым данным приборов AIA и HMI обсерватории SDO, как и к данным ряда других инструментов для исследования Солнца, можно получить с сайта Joint Science Operations Center (JSOC) <http://jsoc.stanford.edu>.

Получение необходимых данных с ресурса JSOC предполагает формирование запроса на странице <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html> в несколько этапов. Первый шаг (Рис. 1.5) подразумевает выбор необходимой серии данных. Поскольку архив содержит несколько тысяч серий данных различных инструментов, разработчики особенно подчеркивают, что пользователь должен четко знать, данные какого типа его интересуют.

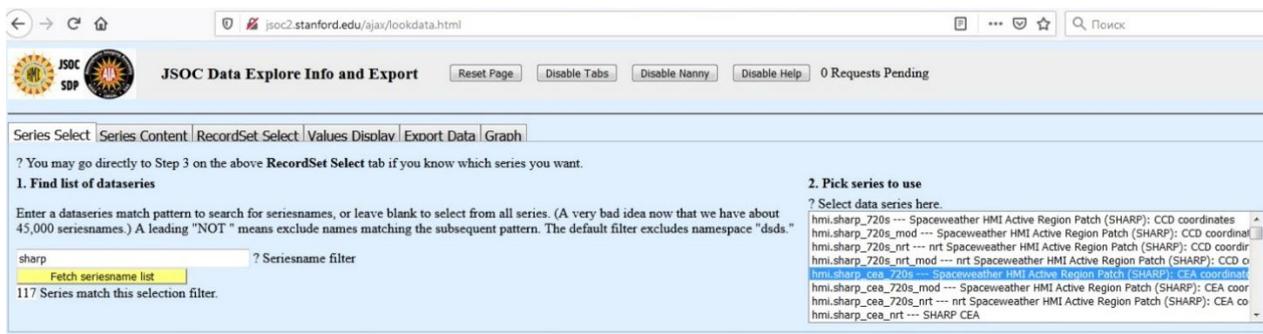


Рис. 1.5. Сайт Joint Science Operation Center. Страница выбора серии данных.

После выбора серии данных осуществляется переход на страницу выбора нужного набора записей RecordSet Select (Рис. 1.6), где требуется указать временной диапазон, интересующий объект (например, номер АО (согласно классификации NOAA), или же номер соответствующего HARP) или его локацию на диске Солнца, необходимый набор сегментов данных, ключевые слова и иную уточняющую информацию, которая позволит осуществить отбор массива данных. Доступные имена ключевых слов, их возможные значения, а также имена и структуру сегментов данных можно посмотреть на второй вкладке Series Content.

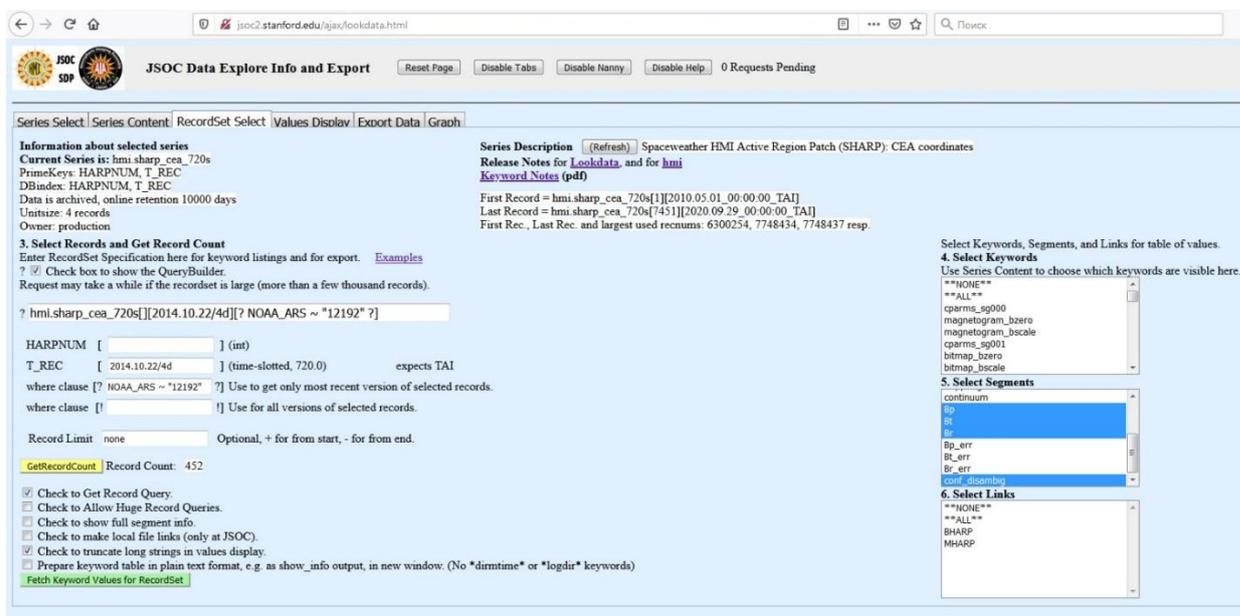


Рис. 1.6. Сайт Joint Science Operation Center. Страница RecordSet Select выбора параметров для отбора данных.

После того, как нужные данные найдены, можно перейти на страницу экспорта данных <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/exportdata.html> (Рис. 1.7), нажав соответствующую кнопку на вкладке Export Data. После заполнения соответствующих полей и подтверждения запроса можно загрузить запрашиваемые данные из сервера JSOC на компьютер в удобном формате, как отдельными файлами, так и единым архивом.

В большинстве исследовательских работ, проводимых в рамках решения задач диссертационного исследования, как уже было отмечено выше, соискателем использовались серии данных HMI/SDO `hmi.sharp_720s` и `hmi.sharp_cea_720s`.

The screenshot shows the 'JSOC Data Export Request Generation' page. The browser address bar shows the URL: `jsoc2.stanford.edu/ajax/exportdata.html?ds=hmi.sharp_cea_720s[[2014.10.22%2F4d][? NOAA_ARS ~ "12192" ?]{bitmap,Bp,Bt,Br,conf_c`. The page title is 'JSOC Data Export'. Below the title, there are links for 'Help with Error Messages' and 'Release Notes'. The main content area is titled 'JSOC Data Export Request Generation' and contains several sections:

- RecordSet from file:** A checkbox to allow upload of RecordSet list file.
- RecordSet:** A text input field containing `hmi.sharp_cea_720s[[2014.10.22/4d][? NOAA_ARS ~ "12192" ?]{bitmap,Bp,Bt,Br,conf_c` and a 'Lookdata' button.
- Record Limit:** A dropdown menu set to 'none'.
- Record Count:** A text input field containing '452'.
- Method:** A dropdown menu set to 'url'.
- Filename Format:** A text input field containing `hmi.sharp_cea_720s.(HARPNUM).(T_REC.A).(seg`.
- Processing:** A checkbox for 'Enable Processing'.
- Protocol:** A dropdown menu set to 'FITS'.
- Notify:** A text input field containing 'yuriy.fursak@gmail.com' and a 'REGISTERED' status.
- Requestor:** A text input field containing 'JSOC\_Export'.

Below the form, there are instructions and buttons for 'check parameters', 'Submit Status Request', and 'Clear Request'. The bottom of the page has a footer: 'Home page for: SDO-JSOC'.

**Рис. 1.7.** Сайт Joint Science Operation Center. Страница экспорта выбранных данных `exportdata.html`.

### 1.5.4. Космическая солнечная обсерватория Hinode (Solar-B). Общая информация

Космическая обсерватория для изучения Солнца Hinode (Solar-B, Kosugi et al., 2007) является продолжением миссии исследовательского

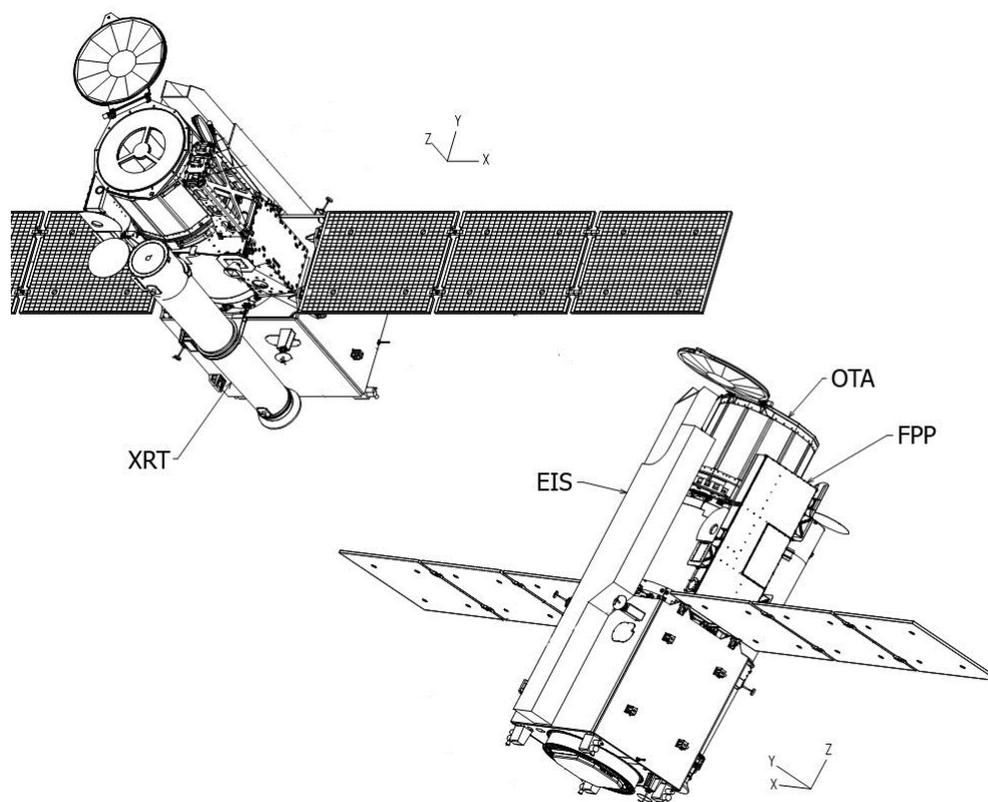
аппарата Yohkoh (Solar-A, Ogawara et al., 1991). КА Hinode запущен 23 сентября 2006 года. Основным оператором обсерватории является Япония.

В разработке КА, помимо Японии, непосредственное участие принимали США (разработка и изготовление всех трёх основных научных инструментов) и Великобритания (участие в разработке спектрометра ультрафиолетового диапазона). К проекту также присоединилась Норвегия, которая предоставила для приёма научной информации наземную станцию SvalSat.

Изначально миссия обсерватории Hinode была рассчитана на 3 года. Однако, по состоянию на 2018 год, аппарат полностью сохранял работоспособность, что позволило продлить его миссию до конца 2020 года. На текущий момент рассматривается возможность продления миссии Hinode до 2022 года. Ежедневный объем данных, поступающих с приборов космической обсерватории, составляет порядка 20 ГБайт.

На борту обсерватории Hinode установлено три основных инструмента (Рис. 1.8) для получения информации в видимом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах шкалы электромагнитных волн: солнечный телескоп оптического диапазона (Solar Optical Telescope, SOT, Tsuneta et al., 2008; Suematsu et al., 2008), спектрометр дальнего ультрафиолетового излучения (EUV Imaging Spectrometer, EIS, Culhane et al., 2007) и рентгеновский телескоп (X-Ray Telescope, XRT, Golub et al., 2007; Kano et al., 2008).

Solar Optical Telescope (SOT) представляет собой телескоп оптического диапазона с апертурой 50 см. Поскольку данные SOT/Hinode были применены в одном из исследований, проведенных соискателем (см. Главу 3), в последующем пункте 1.5.5 будет более детально представлено описание инструмента SOT и работающего на нем научного оборудования.



**Рис. 1.8.** Космическая солнечная обсерватория Hinode (Solar-B) и основные инструменты на ее борту – телескоп оптического диапазона (Solar Optical Telescope, SOT), состоящий из двух частей – оптической системы (Optical Telescope Assembly, OTA) и инструментального блока (Focal Plane Package, FPP), спектрометр дальнего ультрафиолетового диапазона (EUV Imaging Spectrometer, EIS) и рентгеновский телескоп (X-ray Telescope, XRT). Изображение взято из работы Kosugi et al. (2007).

EUV Imaging Spectrometer (EIS) – спектрометр, предназначенный для наблюдения плазмы в диапазоне температур от 0.1 МК (верхняя часть переходной области) до 10 МК (корона). EIS представляет собой внеосевой параболоидный телескоп с фокусным расстоянием 1.9 м и диаметром зеркала 15 см. Угловое разрешение оптики составляет 2''. Зеркало направляет излучение на четыре щели (пазы), шириной соответственно 1'', 2'', 40'' и 266'', расположенные в фокусе двух дифракционных решеток, после чего спектр попадает на две ПЗС-камеры. Камеры фиксируют спектры в диапазонах длин волн соответственно 170-210Å и 250-290Å со спектральным

разрешением  $R$  около 4000. Прибор EIS обеспечивает в 3 раза большее пространственное и спектральное разрешение и чувствительность по сравнению с аналогичным инструментом CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer), работавшем на борту КА SOHO. Разрешение по скорости составляет  $3 \text{ км с}^{-1}$  для доплеровских скоростей и  $20 \text{ км с}^{-1}$  для ширины линии. EIS обеспечивает временное разрешение 0.5 с во время солнечных вспышек и около 10 с при исследовании активных областей вне вспышечных процессов.

X-ray Telescope (XRT) – это рентгеновский телескоп косоугольного падения системы Вольтера I типа. Зеркало телескопа имеет апертуру 30 см и фокусное расстояние 2.7 м. Поверхность зеркала представляет собой модифицированный параболоид-гиперболоид. Перед фокальной плоскостью телескопа расположены два колеса фильтров, содержащих в общей сложности девять рентгеновских фильтров. XRT способен наблюдать плазму с температурами ниже  $10^6 \text{ К}$  в нижней короне. Соотношение яркостей между изображениями, полученными с помощью двух различных фильтров, обеспечивает получение информации о температуре плазмы, при условии, что наблюдаемую плазму можно считать изотермической. При исследовании вспышек метод соотношения яркостей изображений, полученных разными фильтрами, дает возможность измерять температуру до  $3 \cdot 10^7 \text{ К}$ . Помимо рентгеновской оптики, XRT оснащен оптическими элементами, дающими изображение в видимом диапазоне, которое может использоваться для совмещения изображений между XRT и SOT. ПЗС-камера XRT имеет размер пикселя  $1''$  и поле зрения  $34' \times 34'$ , которое охватывает весь солнечный диск в случае ориентирования КА на его центр.

### **1.5.5. Solar Optical Telescope на борту Hinode (SOT/Hinode) и его основные приборы: особенности конструкции, характеристики и задачи**

Телескоп оптического диапазона (SOT) является одним из трех основных приборов, установленных на борту солнечной космической обсерватории Hinode (Solar-B). Инструмент выполнен по системе Грегори, с диаметром главного зеркала 50 см и относительным отверстием  $f/9$ . Дифракционный предел телескопа составляет  $0.2\text{--}0.3''$  (140-220 км на поверхности Солнца) в диапазоне длин волн  $3880\text{--}6700\text{\AA}$ . Поле зрения – порядка  $361'' \times 197''$ . По апертуре SOT является наиболее крупным солнечным оптическим телескопом в космосе на текущий момент (Tsuneta et al., 2007).

SOT был спроектирован таким образом, чтобы соответствовать следующим основным техническим требованиям: поле зрения порядка  $3' \times 5'$ , охватывающее активную область средних размеров; пространственное разрешение, близкое к дифракционному пределу ( $0.2''\text{--}0.3''$ ) для обнаружения мелкомасштабных магнитных элементов; пренебрежимо малая инструментальная поляризация.

Основными задачами SOT/Hinode является получение высокоточных фотометрических и поляриметрических данных для исследования происхождения магнитных полей и механизмов протекания активных процессов на Солнце. Кроме того, одной из задач телескопа является изучение физической связи между фотосферой и вышележащими слоями солнечной атмосферы для более глубокого понимания механизмов их динамики и нагрева.

Инструмент структурно разделен на две части. Первая – Optical Telescope Assembly (OTA) – собственно оптический телескоп с коллимирующим линзовым блоком и активным наклонным зеркалом. Излучение, прошедшее оптическую систему SOT, далее направляется в инструментальный блок (Focal Plane Package, FPP), в котором смонтированы

фильтрографы с узкополосным (Narrowband Filter Imager, NFI) и широкополосным (Broadband Filter Imager, BFI) фильтрами, спектрополяриметр (Spectro Polarimeter, SP) и система стабилизации изображения (Correlation Tracker, CT).

Широкополосный фильтр BFI представляет собой набор интерференционных фильтров, применяемых для получения изображений фотосферы и нижней хромосферы в шести спектральных диапазонах (полоса CN 3883.5Å (магнитная сетка на уровне фотосферы), линия H CaII 3968.5Å (мониторинг нагрева хромосферы), полоса CH (мелкомасштабные магнитные структуры на фотосферных высотах) и три участка континуума – 4504.5Å (синяя область, определение температуры), 5550.5Å (зеленая область, определение температуры), 6684.0Å (красная область, определение температуры)) с наилучшим для SOT пространственным разрешением ( $0.0541''$  пиксель<sup>-1</sup>), высоким временным разрешением (<10 с) и полем зрения  $218'' \times 109''$ . Время экспозиции составляет 0.03-0.8 с, но при необходимости возможны более длительные экспозиции. BFI обеспечивает точные измерения горизонтальных потоков и температуры в фотосфере, а измерения в ультрафиолетовых диапазонах позволяют идентифицировать участки сильного магнитного поля.

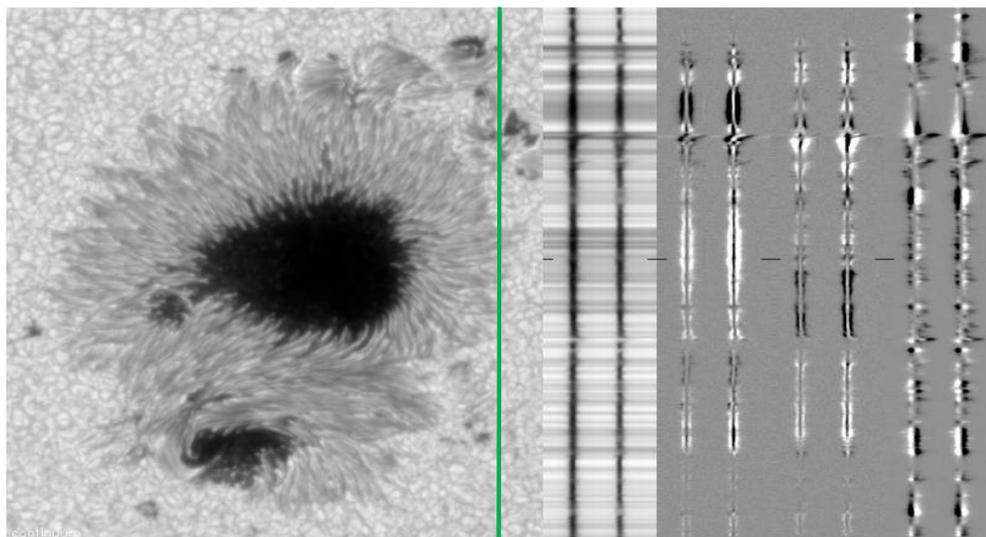
Узкополосный фильтр NFI представляет собой двулучепреломляющий перестраиваемый фильтр Лию, используемый для получения фильтрограмм, доплерограмм, магнитограмм продольной компоненты магнитного поля и магнитограмм вектора магнитного поля с высоким пространственным разрешением ( $0.08''$  пиксель<sup>-1</sup>) в любой из 10 спектральных линий (линии b MgI 5172.7Å (магнитограммы и доплерограммы на уровне хромосферы), линиях FeI 5247.1, 5250.2, 5250.6, 5576.1, 6301.5 и 6302Å (магнитограммы на фотосферных высотах), линии D NaI 5896Å (магнитограммы и доплерограммы на хромосферных высотах; исследование слабых магнитных полей) и линии H $\alpha$  6563.2Å (хромосферная структура)) с максимальным для

телескопа полем зрения  $328'' \times 164''$ . Формирование этих спектральных линий происходит на фотосферных высотах и в нижней хромосфере, что позволяет изучать динамику магнитного поля и поля скоростей в нижних слоях солнечной атмосферы. Полоса пропускания фильтра Лио составляет порядка  $95 \text{ м\AA}$  на длине волны  $6300 \text{ \AA}$ , и центр полосы пропускания фильтра может настраиваться на несколько позиций в пределах спектральной линии и ее близлежащем континууме. Время экспозиции обычно составляет  $0.1\text{-}0.4 \text{ с}$ , но, как и для VFI, возможны более длительные экспозиции.

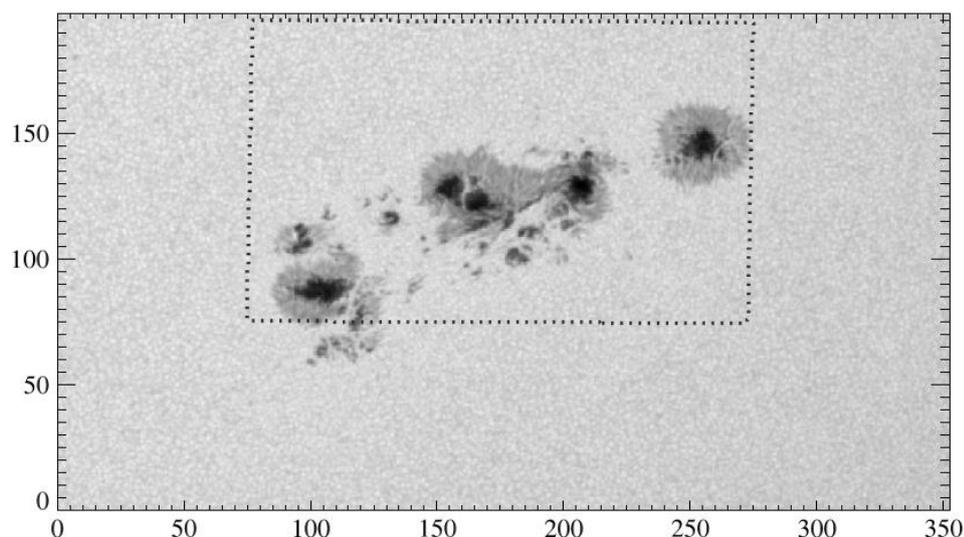
При наблюдениях с применением широкополосного и узкополосного фильтров используется одна ПЗС-камера размерами  $4096 \times 2048$  пикселей. Наблюдения с помощью фильтров обеспечивают в основном четыре типа данных: фильтрограммы, доплерограммы, магнитограммы продольной компоненты магнитного поля и карты распределения параметров Стокса.

Спектрополяриметр SOT-SP/Hinode предназначен для проведения высокоточной стокс-поляриметрии. Инструмент представляет собой внеосевой эшелле спектрограф Литтрова, регистрирующий поляризационные спектры в двух магниточувствительных спектральных линиях FeI  $6301.5 \text{ \AA}$  и  $6302.5 \text{ \AA}$  (Рис. 1.9) и прилегающем континууме с использованием щели  $0.16'' \times 151''$ . Спектры экспонируются и считываются непрерывно 16 раз за один оборот поляризационного модулятора, и далее суммируются и вычитаются на борту КА в режиме реального времени, формируя спектральные изображения всех четырех параметров Стокса I, Q, U, V. Спектрополяриметр имеет несколько режимов работы в зависимости от текущих научных задач: режимы нормальной карты, быстрой карты, динамический и режим глубокой магнитограммы. Режим нормальной карты обеспечивает поляриметрическую точность  $0.1\%$  и разрешением  $0.15'' \times 0.16''$  в пикселе. Сканирование области шириной  $160''$  (АО среднего размера, Рис. 1.10) в данном режиме занимает 83 минуты. При уменьшении размеров анализируемой области время сканирования уменьшается ( $50 \text{ с}$  для

картирования участка шириной  $1.6''$ ), что полезно для изучения динамики мелкомасштабных магнитных структур. Режим быстрой карты обеспечивает более высокую скорость сканирования – данные с области шириной  $160''$  считываются за 30 минут. Пространственное разрешение составляет  $0.30'' \times 0.32''$  в каждом пикселе магнитограммы. Динамический режим наблюдения обеспечивает более высокую частоту получения данных (18 с для области шириной  $1.6''$ ) с разрешением в каждом пикселе  $0.16''$ , но с более низкой точностью поляриметрических измерений. В режиме глубокой магнитограммы фотоны могут накапливаться на протяжении многих оборотов поляризационного модулятора до тех пор, пока данные не переполняют суммирующие регистры. Это позволяет достичь очень высокой точности поляризационных измерений в спокойных областях, но за счет существенного ухудшения временного разрешения.



**Рис. 1.9.** Пример данных спектрополяриметра (SP) SOT/Hinode. Слева – собранный «скан» изображений щели спектрополяриметра для параметра Стокса I – изображение фотосферы Солнца в континууме. Данные получены 13 декабря 2006 года. Справа – спектры параметров Стокса I, Q, U и V соответственно в спектральных линиях FeI 6301.5 и 6302.5Å вдоль вертикальной зеленой линии, отмеченной на карте слева. Изображение взято из работы Berger, Slater (2009).



**Рис. 1.10.** Изображение АО NOAA 11158, полученное в 10:36UT 15 февраля 2011 года инструментом HMI/SDO, с наложенным контуром поля зрения инструмента SOT-SP/Hinode в режиме быстрого сканирования. Масштаб указан в угловых секундах. Изображение взято из статьи Ноексема et al. (2014).

### 1.5.6. Интернет страница доступа к данным Hinode

Существует два основных способа доступа к базам данных космической солнечной обсерватории Hinode: через один из центров сбора данных, используя соответствующий интернет-ресурс, или с помощью сеанса SolarSoft IDL. Первый вариант полезен при необходимости получить большой объем данных, относящихся к определенному событию или заданному диапазону дат наблюдения. Второй вариант наиболее удобен, если нужно оперативно получить ограниченное подмножество данных для анализа.

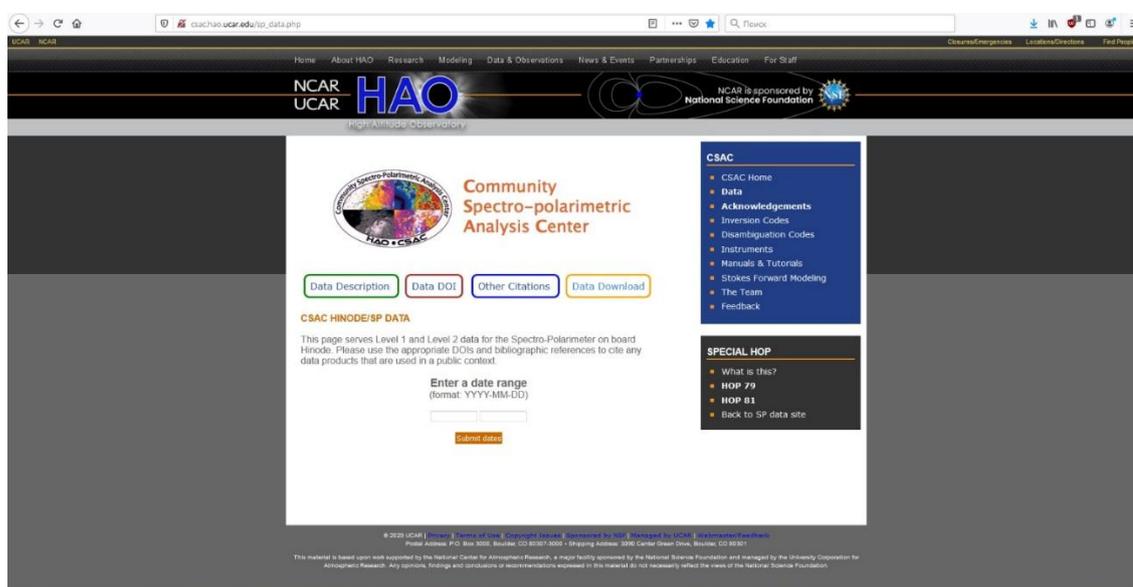
Существует целый ряд вариантов доступа к данным КА Hinode через сеть Интернет. Здесь представлены только некоторые из них:

- <http://darts.isas.jaxa.jp/solar/hinode/query.php> – сайт Hinode/DARTS (Data Archives and Transmission System). Совместная разработка Institute of Space and Astronautical Science (ISAS) и Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) в сотрудничестве с Научным центром

Hinode и National Astronomical Observatory of Japan (NAOJ). Здесь размещены базы данных всех наблюдений, полученных с помощью приборов КА Hinode.

- <https://www.lmsal.com/hek/hcr> – доступ к данным Hinode, SDO, SOHO и ряда других инструментов через сайт Солнечной и астрофизической обсерватории Lockheed Martin (США).
- <http://sdc.uio.no/search/form> – Hinode Science Data Centre (SDC) Europe (Норвегия).

В диссертационном исследовании данные SOT-SP/Hinode использовались лишь во вспомогательных целях, в качестве данных сравнения при проверке адекватности интегрального метода расчета вертикальных электрических токов и возможности его применения на данных различных инструментов (см. Главу 3 диссертации). Информация о компонентах вектора магнитного поля, получаемая с применением SOT-SP/Hinode была получена через сайт Community Spectro-polarimetric Analysis Center (CSAC) [http://csac.hao.ucar.edu/sp\\_data.php](http://csac.hao.ucar.edu/sp_data.php) (Рис. 1.11).



**Рис. 1.11.** Стартовая страница доступа к данным Sot-SP/Hinode через сайт Community Spectro-polarimetric Analysis Center (CSAC).

## Глава 2

### Оценка горизонтальных электрических токов на уровне фотосферы

#### 2.1. Введение к главе 2

В современных исследованиях процессов на Солнце существенно возрастает интерес к электрическим токам, протекающим в солнечной плазме на самых разных высотах, от фотосферы до короны. Однако, вычисление структуры и величины электрического тока даже в фотосфере является довольно сложной задачей. Так, расчет только вертикальной составляющей тока требует данных о векторе магнитного поля по крайней мере на одном уровне в фотосфере (строго говоря, требуется информация только о поперечном поле, но для его определения необходимы измерения всех четырех параметров Стокса, т.е. наблюдения должны производиться в режиме регистрации полного вектора поля (Lites et al., 2008)).

Для получения информации о втором компоненте вектора электрического тока – горизонтальных токах – уже необходимы данные о векторе магнитного поля в некотором объеме солнечной атмосферы, т.е. одновременные наблюдения вектора поля на нескольких (минимум двух) уровнях. К примеру, в первых исследовательских работах, связанных с изучением структуры электрических токов, в том числе и горизонтальных (Зверева, Северный, 1970; Котов, 1970), данные о векторе поля были получены двухканальным вектор-магнитографом башенного солнечного телескопа БСТ-1 КрАО в линиях 6102.7 и 4808Å, формирующихся на разных высотах в фотосфере Солнца.

В настоящее время определение вектора магнитного поля на двух или более уровнях выполняется лишь единичными приборами (таким, например, является SPINOR (Spectro-Polarimeter for Infrared and Optical Regions, Socas-Navarro et al., 2006), DKIST (Daniel K. Inouye Solar Telescope, Tritschler et al.,

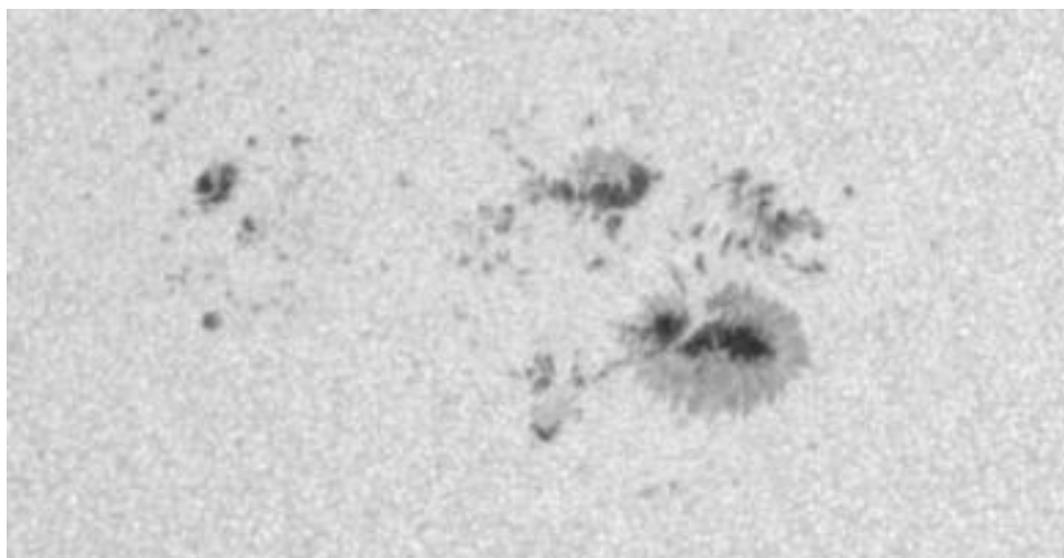
2015; Rast et al., 2020)). Большинство же инструментов для исследования Солнца, включая в том числе и работающие на современных космических аппаратах, подобных опций не имеют и наиболее часто получают информацию о векторе магнитного поля только на одном уровне в фотосфере. Получение данных о величине и направлении вектора электрического тока в атмосфере Солнца остается задачей будущего. Следовательно, для решения проблемы вычисления (или, по крайней мере, оценки) горизонтальных токов на фотосферных высотах, необходимо искать косвенные методы.

Один из методов, позволяющий оценить горизонтальные токи в фотосфере, исходя из данных о структуре вертикальной составляющей вектора магнитного поля, был предложен в работе Abramenko (2008). В недавних исследовательских работах соискателя с соавторами (Фурсяк, Абраменко, 2016; Fursyak, Abramenko, 2017; Фурсяк, Абраменко, 2018б), которые легли в основу второй главы диссертации, данный метод был детально рассмотрен, адаптирован к использованию на данных современных инструментов для изучения Солнца, и в дальнейших исследованиях (см. Fursyak et al., 2020a) применен для оценки величины горизонтального электрического тока в АО на уровне солнечной фотосферы и его динамики. **Целью Главы 2** диссертационного исследования является описание и анализ метода оценки величины квадрата плотности поперечного электрического тока в фотосфере, и проверка его адекватности, сводящаяся к анализу соответствия временных вариаций полученной величины горизонтального тока основным физическим принципам и законам.

## **2.2. Объект и данные наблюдений**

В качестве исходных данных были взяты SHARP (Bobra et al., 2014; Ноексема et al., 2014) магнитограммы лучевой компоненты  $B_{LOS}$  магнитного

поля в фотосфере, получаемые прибором HMI/SDO с 12-минутным временным разрешением. Объект исследования – область NOAA 11283 (Рис. 2.1), наблюдавшаяся на диске Солнца в первой половине сентября 2011 года и представляющая собой биполярную группу относительно небольших размеров, подробно изученную в работах Ruan et al. (2014), Ruan et al. (2015), Schrijver (2016) и ряде других. Для анализа были отобраны магнитограммы лучевой компоненты поля с интервалом в 1 час, охватывающие промежуток времени длительностью 2 дня и 19 часов, начиная с 00:00UT 3 сентября 2011 года, когда область находилась на расстоянии  $35^\circ$  к востоку от центрального меридиана. Для минимизации ошибок в результатах вычислений, обусловленных эффектом проекции, значение напряженности магнитного поля в каждом пикселе магнитограммы делилось на косинус углового расстояния АО от центра солнечного диска в соответствии с методикой, предложенной в работе Hagenaar (2001). Это позволило нам рассматривать полученные данные как измерения вертикальной составляющей  $B_z$  магнитного поля.



**Рис. 2.1.** Фотогелиограмма исследуемой области NOAA 11283, полученная прибором HMI/SDO 4 сентября 2011 года в 10:00UT. Север вверху, запад справа. Размер изображения  $130 \times 70$  Мм.

### 2.3. Методика оценки величины квадрата плотности горизонтальных электрических токов в фотосфере

Выражение, позволяющее оценить квадрат плотности горизонтального электрического тока на уровне фотосферы, было получено из дифференциальной формы закона Ампера:

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.1),$$

где:  $\mathbf{B} \equiv (B_x, B_y, B_z)$  – вектор магнитного поля в фотосфере (ось  $z$  направлена вдоль нормали к солнечной поверхности);  $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн м<sup>-1</sup> – магнитная постоянная в Международной системе единиц (СИ) (магнитная проницаемость вакуума).

Если выражение (2.1) возвести в квадрат и разложить ротор вектора магнитного поля на слагаемые, то получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \mu_0^2 \mathbf{j}^2 &= (\nabla \times \mathbf{B})^2 = \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right)^2 = \\ &= \mu_0^2 j_{\perp}^2 + \mu_0^2 j_z^2 \end{aligned} \quad (2.2),$$

где:  $j_{\perp}^2$  и  $j_z^2$  – квадраты плотности соответственно поперечной (горизонтальной) и продольной (вертикальной) составляющей вектора электрического тока в фотосфере.

Оставив только слагаемые, связанные с поперечной составляющей плотности электрического тока и раскрывая скобки, из (2.2) получаем:

$$\mu_0^2 j_{\perp}^2 = \left[ \left( \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2 \right] + \left[ \left( \frac{\partial B_y}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_x}{\partial z} \right)^2 - 2 \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \frac{\partial B_y}{\partial z} + \frac{\partial B_x}{\partial z} \frac{\partial B_z}{\partial y} \right) \right] (2.3).$$

Поскольку прибор HMI/SDO, как и большинство других современных приборов для изучения Солнца, обеспечивает поступление информации о векторе магнитного поля только на одном уровне в солнечной фотосфере, то из слагаемых правой части выражения (2.3) можно вычислить только величины  $\left( \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2$  и  $\left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2$ , которые находятся в первых квадратных скобках, а получить значения производных по  $z$ -координате не представляется возможным.

С другой стороны, производными по координате  $z$  в выражении (2.3) можно пренебречь только в том случае, если рассматривать слой малой толщины в фотосфере, так что оказываются справедливыми следующие неравенства:

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} \ll \frac{\partial B_z}{\partial x}; \quad \frac{\partial B_x}{\partial z} \ll \frac{\partial B_z}{\partial y}; \quad \frac{\partial B_y}{\partial z} \ll \frac{\partial B_z}{\partial x}; \quad \frac{\partial B_y}{\partial z} \ll \frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (2.4).$$

Если предположить, что условия (2.4) выполняются, то в приближении предельно тонкого слоя можно переписать выражение (2.3), пренебрегая слагаемыми, стоящими во вторых квадратных скобках правой части уравнения, тем самым получив следующую формулу:

$$j_{\perp}^2 \approx \frac{1}{\mu_0^2} \left[ \left( \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (2.5).$$

Если плотность электрического тока измерять в  $\text{А м}^{-2}$ , а магнитное поле – в Гс, и вычислить соответствующее значение коэффициента, то из (2.5) непосредственно получим:

$$j_{\perp}^2 \approx 6330 \times \left[ \left( \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (2.6).$$

Формула (2.6) позволяет произвести оценку двумерной структуры квадрата плотности горизонтального электрического тока, исходя из данных наблюдений вектора магнитного поля на одном уровне в солнечной атмосфере, доступных на современном этапе развития инструментов, исследующих Солнце.

Несомненным преимуществом предложенного метода является то, что для получения величины  $j_{\perp}^2$  требуется информация о распределении только  $B_z$ -компоненты вектора магнитного поля в фотосфере, что в современных реалиях представляется достаточно простой задачей. К недостаткам можно отнести отсутствие возможности определить направление (знак) поперечного электрического тока и некоторые допущения (условие (2.4)), о которых речь пойдет в следующем пункте 2.4 Главы 2.

## 2.4. Проверка адекватности метода

Формулы (2.5) и (2.6) для вычисления величины квадрата плотности поперечного электрического тока получены при достаточно серьезных допущениях. В частности, поскольку большинство современных приборов для изучения Солнца получают информацию о векторе магнитного поля только на одном уровне в фотосфере, то невозможно убедиться в том, что неравенства (2.4) справедливы. Для того, чтобы выполнялись условия (2.4) необходимо, чтобы толщина слоя была существенно меньше горизонтальных масштабов (которые определяются, в первую очередь, пространственным разрешением прибора и для HMI/SDO составляют порядка 360 км). С другой стороны, спектральная линия, являющаяся опорной для получения информации о векторе магнитного поля, формируется в некотором диапазоне высот в фотосфере, а не в тонком слое. Поэтому, прежде чем начать использовать выражения (2.5) и (2.6) для изучения динамики горизонтальных токов в АО, необходимо убедиться, что рассчитанные с их помощью структуры адекватно отражают как величину плотности горизонтального тока на фотосферных высотах, так и поведение электрических токов. С физической точки зрения, одним из наиболее простых и очевидных методов проверки данного предположения является демонстрация того, что закон Фарадея выполняется для расчетных структур горизонтального тока. Иными словами, любые временные изменения электрических токов, охватывающих жгуты магнитных силовых линий, должны быть пропорциональны вариациям магнитного потока в этих жгутах.

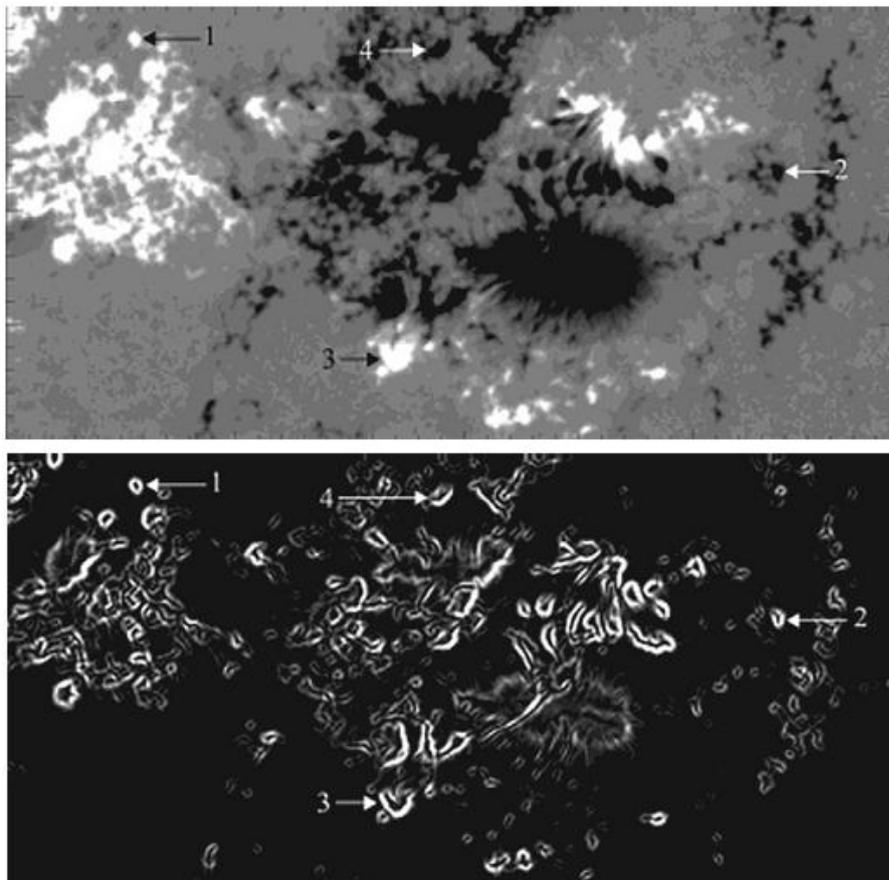
Для проверки метода в исследуемой АО были выбраны четыре небольших по площади изолированных (находящихся на некотором удалении от скоплений мелких пятен и пор) пятна/поры, обладающих той особенностью, что за два-три дня мониторинга (пока АО находится вблизи центрального меридиана), можно было проследить все этапы их эволюции, начиная с роста магнитного потока в пятне и заканчивая распадом и

исчезновением. Исследуемые пятна/поры отмечены на Рис. 2.2 индексами 1-4.

Верхняя панель Рис. 2.2 являет собой SHARP-магнитограмму  $B_z$ -компоненты магнитного поля АО NOAA 11283, полученную прибором HMI/SDO 4 сентября 2011 года в 10:00UT. На нижней панели Рис. 2.2 показано распределение величины квадрата плотности горизонтального электрического тока  $j_{\perp}^2$ , вычисленной на основе данных о  $B_z$ -компоненте поля в фотосфере с использованием выражений (2.5) и (2.6). Здесь хорошо видны замкнутые кольцевые или подковообразные структуры  $j_{\perp}^2$ , которые можно соотнести с небольшими пятнами/порами на магнитограмме. По-видимому, подобные структуры отражают кольцевые электрические токи вокруг вертикальных магнитных силовых трубок. Если это так, то изменения кольцевого тока и магнитного потока внутри кольца должны быть связаны законом электромагнитной индукции Фарадея, а именно, генерируемая электродвижущая сила (и индуцированный электрический ток) пропорциональна скорости изменения магнитного потока, ограниченного замкнутым контуром (Тамм, 1989). Таким образом, сравнение временных вариаций магнитного потока, ограниченного кольцевой структурой  $j_{\perp}^2$ , и собственно величины квадрата плотности горизонтального тока в кольце должны дать ответ на вопрос о правомерности нашего предложения использовать структуру  $j_{\perp}^2$  как параметра, выступающего в качестве оценки поперечных электрических токов на уровне фотосферы.

Рассмотрим более подробно структуры квадрата плотности горизонтального электрического тока. Для очерчивания внутренних и внешних границ кольцевых структур были выбраны несколько значений  $j_{\perp}^2$ . Анализ показал, что результаты мало зависят от значений выбранных уровней  $j_{\perp}^2$ , но для визуализации колец оптимально выбрать значение квадрата плотности горизонтального тока, равное  $0.001 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$ . Площадь кольца определялась таким образом как суммарное количество пикселей,

локализованных между внешним и внутренним его контурами со значениями  $j_{\perp}^2 = 0.001 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$ .

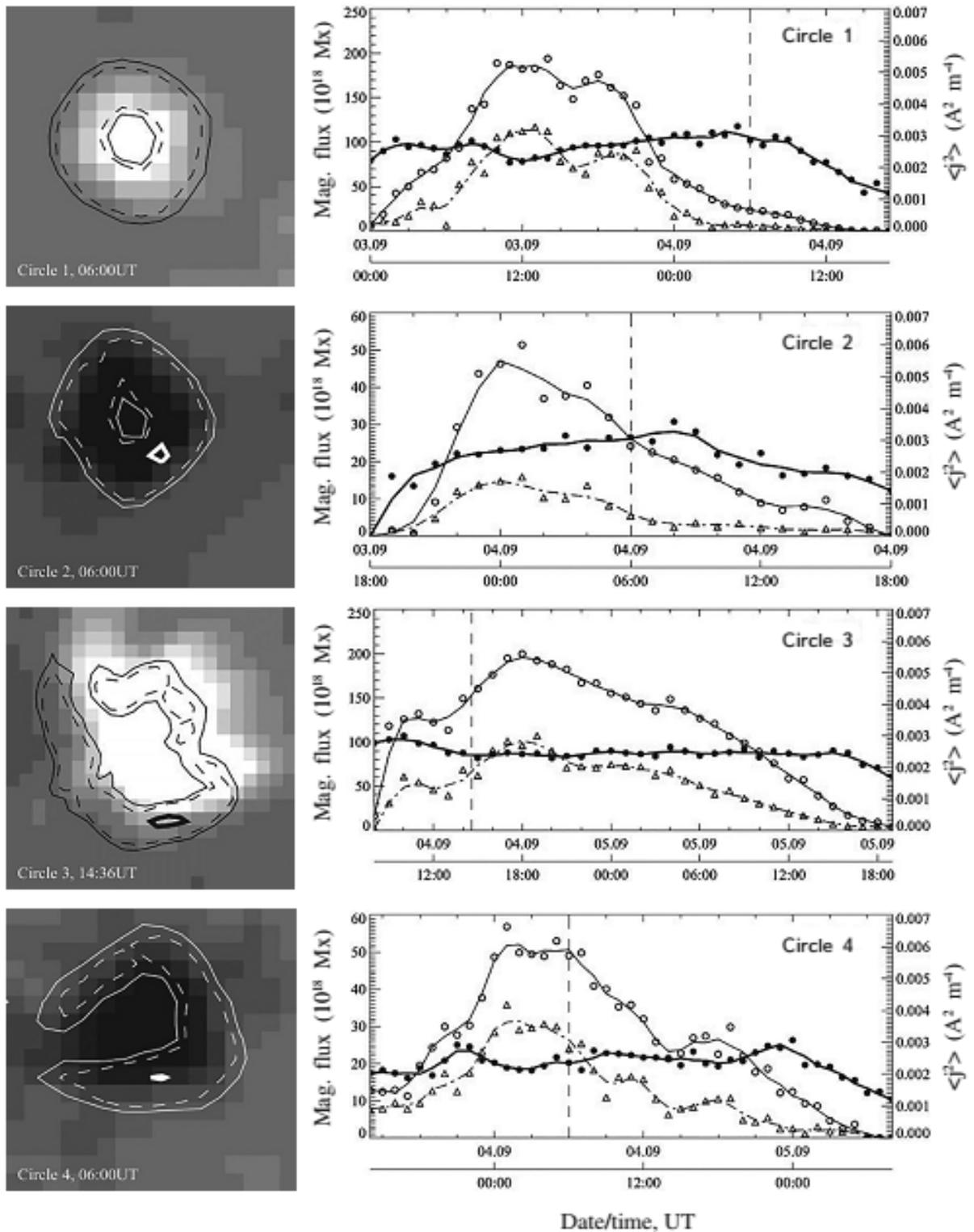


**Рис. 2.2.** Вверху – магнитограмма лучевой компоненты магнитного поля АО NOAA 11283, полученная прибором HMI/SDO 4 сентября 2011 года в 10:00UT. Магнитограмма масштабирована от -500 Гс (черное) до 500 Гс (белое). Север вверху, запад справа. Внизу – пример карты распределения величины квадрата плотности поперечного электрического тока  $j_{\perp}^2$ , вычисленного на основе представленной вверху магнитограммы с использованием выражений (2.5) и (2.6). Карта масштабирована от 0 (черное) до  $0.003 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$  (белое). Цифрами отмечены пятна/поры и соответствующие им структуры  $j_{\perp}^2$ , используемые для проверки метода. Размер изображений около  $130 \times 70 \text{ Мм}$ .

Исследуемые здесь пятна с кольцевыми структурами горизонтального электрического тока показаны на левой панели Рис. 2.3. Как это следует из представленных примеров на Рис. 2.3 и карты распределения величины  $j_{\perp}^2$  (Рис. 2.2), кольцевые структуры вокруг пятен могут иметь как почти

правильную форму (напр., Кольцо 1 на Рис. 2.3), так и достаточно сложную. Структуры  $j_{\perp}^2$  не всегда могут быть замкнутыми (напр., Кольцо 3 на Рис. 2.3). Сложность структуры кольцевого тока вокруг пятна, по-видимому, может определяться как удаленностью от соседних пятен/пор (условной изолированностью), так и наличием или отсутствием собственных движений пятен. При наличии движения можно наблюдать локальное усиление величины  $j_{\perp}^2$  в том направлении, в котором, по оценкам, происходит смещение пятна (напр., Кольцо 2 на Рис. 2.3, где наблюдается локальное повышение квадрата плотности горизонтального тока в направлении движения до значений, превышающих  $0.005 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$ ). Подковообразную форму структуры  $j_{\perp}^2$  вокруг пятна с физической точки зрения можно объяснить как собственно движением пятна (Кольцо 3 на Рис. 2.3; здесь также наблюдается локальное усиление величины  $j_{\perp}^2$  в направлении движения пятна выше значения  $0.005 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$ ), так и наклоном магнитной силовой трубки относительно нормали к поверхности. Вокруг же хорошо изолированных пятен с нормальным к поверхности магнитным потоком и отсутствием значимых собственных движений будут наблюдаться почти идеальные кольцевые структуры величины  $j_{\perp}^2$ .

По картам распределения величины  $j_{\perp}^2$ , получаемым с временным интервалом в 1 час, для каждого из четырех исследуемых пятен/пор были определены средние величины квадрата плотности поперечного электрического тока  $\langle j_{\perp}^2 \rangle$ . Временные вариации усредненной по площади кольца величины квадрата плотности горизонтального электрического тока (сплошная жирная кривая и точки) и магнитного потока в каждом из рассмотренных случаев показаны на правой панели Рис. 2.3.



**Рис. 2.3.** Слева – фрагменты магнитограммы лучевой компоненты магнитного поля с исследуемыми пятнами/порами. Отображены контуры уровней  $j_{\perp}^2$   $0.001 A^2 m^{-4}$  (сплошная тонкая линия),  $0.0016 A^2 m^{-4}$  (пунктирная линия) и  $0.005 A^2 m^{-4}$  (жирная линия). Справа – графики временных измерений исследуемых величин: магнитного потока внутри контура 500 Гс (тонкая кривая и открытые кружочки); магнитного потока внутри области, ограниченной кольцевой структурой  $j_{\perp}^2 = 0.001 A^2 m^{-4}$

(пунктирная линия и треугольники); среднего по площади кольца квадрата плотности горизонтального электрического тока  $\langle j_{\perp}^2 \rangle$  (жирная кривая и точки). Точки, кружочки и треугольники отображают текущие значения вычисленных величин, а кривые являются результатом сглаживания скользящим средним по трем точкам. Вертикальные пунктирные линии на графиках отображают момент времени, в который было получено изображение соответствующего пятна с кольцевой структурой, представленное на левой панели.

Магнитный поток в пятнах измерялся двумя способами. Знак поля в обоих методах не учитывался, т.е. поток вычислялся как сумма абсолютных величин поля. В первом случае был вычислен поток внутри контура с границами 500 Гс (тонкая сплошная кривая и открытые кружочки на графиках Рис. 2.3). Во втором случае рассчитывался поток в области, расположенной внутри границы кольцевого тока  $0.001 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$  (тонкая пунктирная кривая и треугольники на графиках Рис. 2.3). Из сравнения тонкой сплошной и пунктирной кривых видно, что во всех рассмотренных случаях вариации магнитного потока не зависят от выбора границы пятна: временные изменения в первом (сплошная кривая) и втором (пунктирная кривая) контурах квазисинхронны. Таким образом, наши выводы относительно характера связи между потоком и расчетной плотностью тока оказываются независимыми от способа определения границ пятна.

Из графиков, представленных на Рис. 2.3 следует, что временные вариации магнитного потока в каждом из анализируемых пятен/пор и изменения величины квадрата плотности кольцевого тока вокруг них связаны между собой по закону Фарадея. Действительно, на начальной стадии развития пятна/поры быстро нарастающее магнитное поле приводит к резкому увеличению величины плотности тока, которое, как видно из графиков, несколько опережает рост величины магнитного поля. В дальнейшем, в течение основной фазы жизни пятна, квадрат плотности тока поддерживается с незначительными колебаниями в пределах значений

$\langle j_1^2 \rangle = (0.002-0.004) \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$  для всех четырех исследуемых пятен/пор. Приблизительно одинаковые максимальные значения средней величины квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевых структурах вокруг исследуемых пятен можно объяснить либо тем, что для анализа были выбраны небольшие пятна/поры с относительно коротким временем существования, неспособные сгенерировать большие по абсолютной величине электрические токи, либо физическими условиями в фотосфере (например, концентрацией частиц или проводимостью плазмы), которые также могут накладывать определенные ограничения.

После эпохи максимума развития, как видно из графиков на Рис. 2.3, наблюдается фаза распада магнитной структуры, характеризующаяся, в целом, более плавными изменениями величины магнитного потока в пятне по сравнению с начальными этапами его развития. Поскольку на этом этапе  $\partial\Phi/\partial t \neq 0$ , то, согласно закону Фарадея, вокруг пятна должны существовать электрические токи, которые собственным магнитным полем будут противодействовать любым изменениям магнитного потока. Если спад магнитного поля в пятне происходит очень плавно (см., напр., график для Кольца 3 на Рис. 2.3 за последние 12 часов его существования), то  $\partial\Phi/\partial t \approx \text{const} \neq 0$ , и величина индуцированного тока, соответственно, будет квазипостоянной. Если же спад магнитного потока происходит достаточно быстро и  $\partial\Phi/\partial t \neq \text{const} \neq 0$ , то можно наблюдать даже некоторое нарастание величины кольцевого тока (см. график для Кольца 4 на Рис. 2.3 после 18:00UT 04 сентября 2011 года). Исчезновение кольцевого тока в каждом из рассмотренных случаев происходило только после полного распада исследуемого пятна/поры.

## 2.5. Выводы ко второй главе

1. Опробован сравнительно простой метод, позволяющий оценить величину квадрата плотности горизонтального электрического тока, исходя исключительно из наблюдений  $B_z$ -компоненты вектора магнитного поля на одном уровне в фотосфере Солнца, что делает возможной оценку поперечных токов на фотосферных высотах даже без привлечения данных современных или перспективных мультиканальных магнитографов и спектрополяриметров.

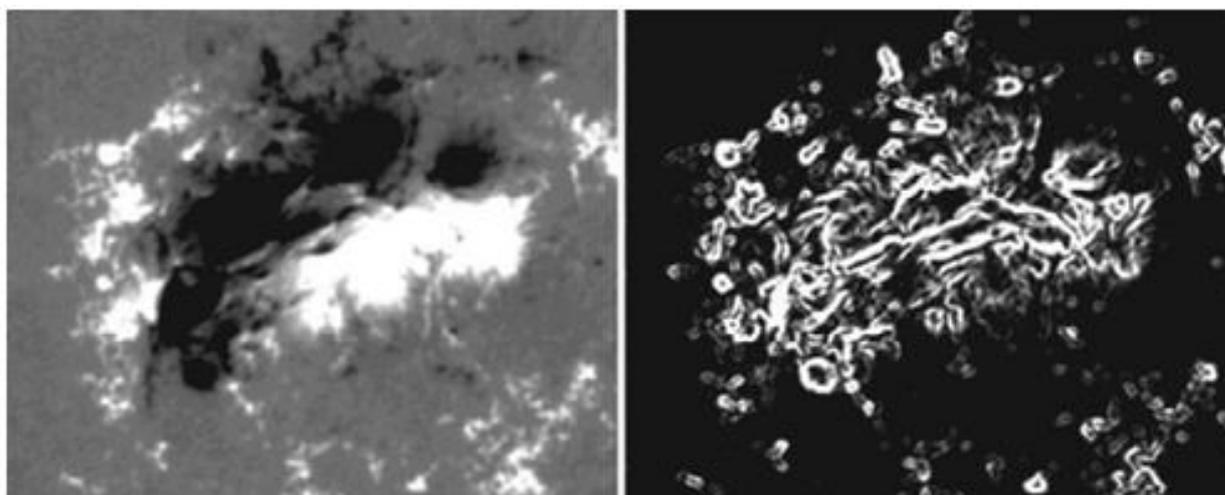
2. Полученные оценки величины квадрата плотности горизонтального тока, несмотря на ряд допущений, адекватно отражают реальную физику процессов. В частности, на примере четырех небольших по площади пятен/пор, расположенных в пределах АО NOAA 11283 доказано, что временные вариации горизонтальных токов, образующих кольцевые либо подковообразные структуры вокруг пятен, хорошо согласуются с изменениями магнитного потока в пятне, вызванных его эволюцией, и могут быть в целом описаны в рамках закона электромагнитной индукции Фарадея.

3. Полученные оценки средней по кольцу величины квадрата плотности горизонтального тока  $\langle j_{\perp}^2 \rangle = (0.002-0.004) \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$ , как по порядку величины, так и по абсолютным числовым значениям хорошо согласуются с величинами плотности поперечных токов, представленными в более ранних исследованиях по данной тематике (см., напр., Зверева, Северный, 1970; Котов, 1970; Abramenko et al., 1991; Abramenko, 2008; Sharykin, Kosovichev, 2015, и др.).

Автор считает необходимо отметить, что для более сложных АО (Рис. 2.4), структура поперечных токов, рассчитанная согласно рассмотренному здесь методу, действительно воспроизводит важные детали токовых систем активных областей, например, горизонтальные токовые жгуты, ориентированные примерно вдоль нейтральной линии магнитного

поля области (Abramenko, 2008). Наличие этих токовых жгутов и их связь с эруптивными событиями вытекают из модельных расчетов нелинейного бессилового поля над фотосферой (Schrijver et al, 2008).

Метод позволяет получить оценку плотности и структуры поперечных электрических токов в фотосфере. Получаемые данным методом значения величины  $j_{\perp}^2$  впоследствии могут быть использованы, в частности, в качестве существенной поправки к величине квадрата вертикального тока для оценки модуля полного вектора тока. Кроме того, любая дополнительная информация о системах электрического тока в АО будет способствовать более глубокому пониманию механизмов сложных нестационарных процессов в атмосфере над АО, в том числе, солнечных вспышек.



**Рис. 2.4.** Слева – MDI/SOHO магнитограмма АО NOAA 10365, полученная 26 мая 2003 года в 01:01UT в моде высокого разрешения (размер пиксела  $0.6''$ ). Размер магнитограммы –  $156'' \times 126''$ . Магнитограмма масштабирована от -500 Гс (черное) до 500 Гс (белое). Справа – карта распределения квадрата плотности горизонтального электрического тока, вычисленного на основе магнитограммы, представленной слева, и уравнений (2.5) и (2.6). Карта масштабирована от 0 (черное) до  $0.0006 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$  (белое). Изображение взято из работы Abramenko (2008).

## Глава 3

### Локальные вертикальные электрические токи в активной области

#### 3.1. Введение в главе 3

Вычисление электрических токов в атмосфере Солнца стало возможным после появления первых вектор-магнитографов и измерения магнитных полей солнечных пятен. Астрономы Крымской астрофизической обсерватории были в числе первых в мире исследователей, которые начали изучать электрические токи в активных областях на Солнце. Уже в первых работах, посвященных данной тематике (Северный, 1965) был отмечен ряд важных свойств системы электрических токов в АО, в частности, их тонкая структура и тесный контакт больших по абсолютной величине токов, протекающих в противоположных направлениях.

В 1968 году в КрАО с помощью модернизированного вектор-магнитографа были получены первые векторные магнитограммы магнитных полей на хромосферных высотах, что позволило рассчитать электрические токи на двух уровнях – в фотосфере и хромосфере Солнца (Котов, 1970). Была обнаружена тесная связь между участками возникновения вспышек и участками с наибольшей плотностью вертикального электрического тока (Зверева, Северный, 1970). Получено первое указание на то, что вспышка возникает «на нейтральной линии электрического тока» (Зверева, Северный, 1970), т.е. в области, где соприкасаются токи противоположных направлений. Столь тесная связь между электрическими токами и вспышками обусловлена тем, что токи являются носителями «свободной» магнитной энергии (Wang et al., 1996; Schrijver et al., 2008), часть которой выделяется во вспышечных процессах различной мощности.

Крайне важным в контексте исследования токовых систем в АО является вопрос о их сбалансированности. Детально данная проблема

рассмотрена во введении к Главе 4, где этот вопрос имеет определяющее значение в разрезе существования и эволюции крупномасштабных токов в АО. Здесь же автор ограничивается только общими замечаниями.

В случае с магнитными полями взаимодействие между отдельными областями можно наблюдать с помощью корональных магнитных петель. Часть магнитных петель в АО могут иметь открытую конфигурацию. В таких случаях разбаланс магнитного потока может достигать нескольких десятков процентов, как это показано в работах Абраменко, Гопасюк (1987), Abramenko et al. (1996) и других исследователей. К тому же в процессе эволюции АО после фазы максимума развития мелкие пятна хвостовой части, в большинстве случаев, распадаются, и остаются хорошо развитые пятна преимущественно в лидирующей части группы. Данное явление также может стать причиной достаточно высоких значений разбаланса магнитного потока в области.

Вопрос баланса токовых систем в АО является более сложным. Согласно работам Паркера (1979, 1996, 2007) и ряду других теоретических исследований (см., напр., Melrose, 1991), электрический ток в хорошо замкнутой и изолированной скрученной магнитной трубке должен быть скомпенсированным. Иными словами, любой прямой ток должен быть окружен электрическим током противоположного знака. Однако современные данные показывают лишь достаточно хорошую сбалансированность электрических токов, интегрированных по всей площади АО (Котов, 1970; Зверева, Северный, 1970; Абраменко, Гопасюк, 1987; Abramenko et al., 1996; Schrijver et al., 2008, и др.), что, однако, говорит только о замкнутости токовых структур всех масштабов в пределах рассматриваемой области. В то же время, токи по отдельным магнитным полям не являются в полной мере сбалансированными, особенно в областях с высокой вспышечной активностью (Ravindra et al., 2011; Georgoulis et al., 2012). Высокие значения нескомпенсированного тока

рассматриваются рядом авторов как один из предикторов высокой вспышечной продуктивности АО (см., напр., Kontogiannis et al., 2017).

Вышеупомянутые работы (Ravindra et al., 2011; Georgoulis et al., 2012; Kontogiannis et al., 2017) указывают на то, что вопрос о скомпенсированности токовых систем в АО далек от своего решения. Высокие значения нескомпенсированных токов можно объяснить или очень низкими значениями обратных токов (ниже порога обнаружения), распределенных по обширной области (Melrose, 1991, 1995), или расположением обратных токов ниже уровня фотосферы (Melrose, 1995), или же альтернативными теориями, согласно которым скрученная магнитная трубка всплывает из конвективной зоны с уже сформированной собственной системой электрических токов (Leka et al., 1996; Longcope, Welsch, 2000). Последнее предположение выглядит вполне реалистично, особенно для областей со сложной конфигурацией магнитного поля, интенсивными собственными движениями отдельных пятен и высокой вспышечной продуктивностью.

В любом случае, наличие в АО вращательных или сдвиговых движений магнитных элементов, приводит к формированию непотенциальной конфигурации магнитного поля, то есть к накоплению избыточной магнитной энергии, носителями которой являются системы электрических токов в АО. Эта избыточная энергия в процессе последующей эволюции области реализуется во внешних слоях солнечной атмосферы в виде различного рода нестационарных процессов. По этой причине данные об электрических токах могут быть использованы в качестве эффективного прогностического параметра при прогнозе вспышечной продуктивности АО. Для этого, однако, нужно быть уверенным, что токи рассчитываются с максимально возможной точностью по имеющимся в данное время наблюдательным данным. Следовательно, **первой задачей третьей главы диссертационного исследования** является проверка существующих методов

расчета электрических токов и изучение их надежности при работе с однотипными данными различных инструментов.

Для расчета вертикальных электрических токов  $j_z$  в фотосфере Солнца существуют два метода. Первый из них – дифференциальный метод, в основе которого лежит дифференциальная форма закона Ампера:

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (3.1),$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн м<sup>-1</sup> – магнитная постоянная в Международной системе единиц (СИ),  $\mathbf{B} \equiv (B_x, B_y, B_z)$  – вектор магнитного поля. Поскольку данный подход применялся для расчета величины плотности вертикального тока уже в первых работах по данной тематике (Северный, 1965; Котов, 1970; Зверева, Северный, 1970) и до сегодняшнего дня применяется большинством исследователей, его можно назвать классическим методом.

Однако в ряде работ вертикальные электрические токи рассчитываются с использованием альтернативного, интегрального метода (Абраменко и Гопасюк, 1987; Абраменко и др., 1988), базирующегося на интегральной форме закона Ампера и формуле Стокса:

$$I_z = \frac{1}{\mu_0} \oint_L B_l dl \quad (3.2),$$

где  $L$  – замкнутый контур, а  $B_l$  – значение функции в узлах сетки вдоль контура  $L$ .

В рамках решения первой задачи проведено сравнение обоих методов вычисления вертикальных электрических токов в фотосфере (п. 3.3 и 3.4). Лучший из методов далее применяется для расчета параметров вертикального тока и установлению характера связи между электрическими токами и вспышечной продуктивностью АО (п. 3.5), что является **второй исследовательской задачей Главы 3**.

Материалы третьей главы диссертации базируются на работах Фурсяк, Абраменко (2017), Fursyak (2018), Фурсяк и др. (2018), Fursyak et al. (2020a).

### 3.2. Данные наблюдений

Для решения задачи по исследованию дифференциального (классического) и интегрального методов расчета вертикального электрического тока были использованы SHARP-магнитограммы компонент вектора магнитного поля в фотосфере для области NOAA 12473, полученные прибором HMI/SDO 27 декабря 2015 года.

Проверка адекватности интегрального метода и возможности его применения на данных различных инструментов проведена с использованием SHARP-магнитограмм компонент вектора магнитного поля, полученных HMI/SDO, и аналогичных данных SOT/Hinode, полученных 15 февраля 2011 года для области NOAA 11158.

SHARP-магнитограммы HMI/SDO взяты с веб-сайта JSOC <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html>; данные SOT/Hinode получены с интернет-ресурса Community Spectro-polarimetric Analysis Center (CSAC) ([http://csac.hao.ucar.edu/sp\\_data.php](http://csac.hao.ucar.edu/sp_data.php)). Перед использованием данных SOT/Hinode методом, предложенным в работе Руденко и Анфиногентова (2014), была исправлена  $180^\circ$ -неопределенность в ориентации поперечной компоненты магнитного поля.

Для решения второй задачи Главы 3 – анализа характера взаимосвязи между параметрами электрического тока на фотосферных высотах и вспышечной продуктивностью АО – параметры вертикального электрического тока были вычислены на основе SHARP-магнитограмм вектора магнитного поля, получаемых прибором HMI/SDO (серия sharp\_cea\_720s, цилиндрическая система координат с одинаковой площадью пиксела, временное разрешение – 12 минут), доступные на вышеуказанном сайте JSOC.

Изучение взаимосвязи между временными вариациями параметров электрического тока и вспышечной продуктивностью исследуемых областей потребовало привлечения данных о потоке рентгеновского излучения в

диапазоне 1-8Å на орбите Земли, получаемых КА GOES-15 (Geostationary Operational Environmental Satellite) и доступных на сайте <https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/full>.

Для получения дополнительной информации также использованы следующие интернет-ресурсы:

- <http://tesis.lebedev.ru> – данные о координатах центра исследуемой АО;
- <http://solar.dev.argh.team/sunspots> (разработано Р.К. Жигалкиным, КрАО) – информация о вспышечном индексе и стадии развития АО;
- <https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmс-ars> (разработано в КрАО) – информация о вспышечном индексе и типе исследуемой области, согласно предложенной в работах Жукова (2018) и Abramenko et al. (2018) магнито-морфологической классификации (ММК) активных областей.

В рамках решения второй задачи были исследованы параметры горизонтальных и вертикальных электрических токов 39 АО 24-го цикла солнечной активности с различными характеристиками и разным уровнем вспышечной продуктивности. С целью минимизации ошибок в вычислении параметров электрического тока, обусловленных эффектом проекции, время мониторинга каждой из областей совпадает с временем нахождения исследуемой АО в пределах  $\pm 35^\circ$  от центрального меридиана.

### **3.3. Сравнение дифференциального и интегрального методов вычисления вертикальных электрических токов в активной области.**

#### **Особенности и преимущества интегрального метода**

Формула для расчета плотности вертикального электрического тока дифференциальным методом вытекает непосредственно из выражения (3.1):

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \quad (3.3).$$

Для вычисления производных в правой части (3.3) был применен приближенный метод.

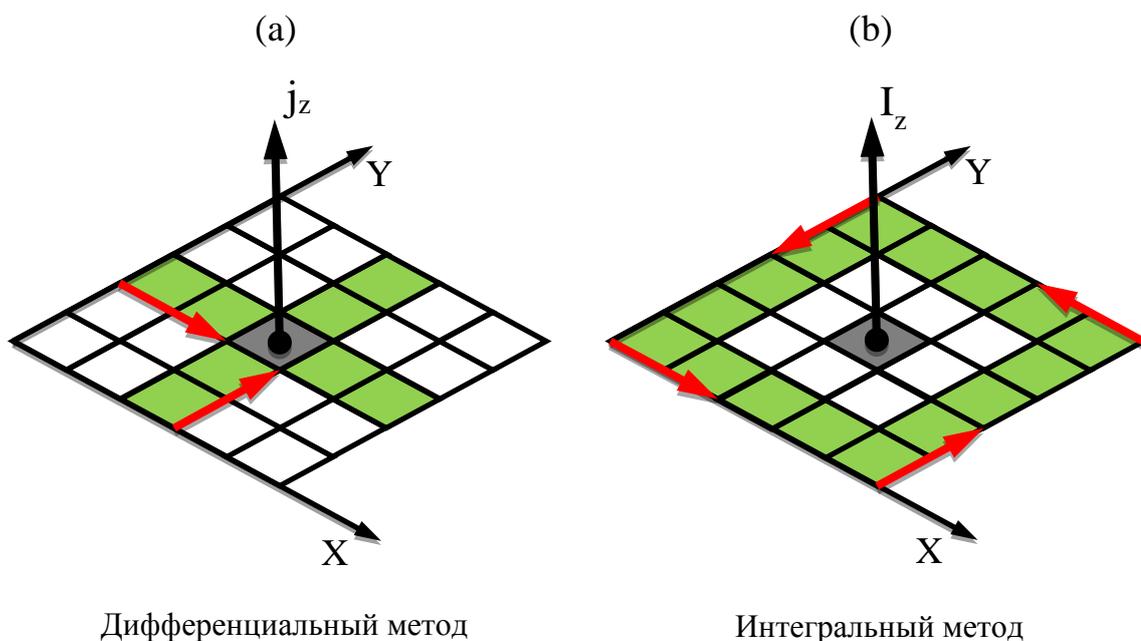
Обозначая в (3.3)  $s_1 = \frac{\partial B_y}{\partial x}$  и  $s_2 = \frac{\partial B_x}{\partial y}$  и применяя приближенный метод расчета производной по пяти и семи узлам сетки (пикселям), можно представить выражение для расчета плотности тока в виде:

$$j_z = c_{diff}(s_1 - s_2) \quad (3.4),$$

где  $c_{diff} = \frac{1}{kh\mu_0}$  – коэффициент, зависящий от выбора инструмента для получения исходных магнитографических данных (параметр  $h$  является размером пикселя на магнитограмме в линейном масштабе; он равен  $0.3'' \approx 217.5$  км для SOT/Hinode и  $0.5'' \approx 363$  км для HMI/SDO) и количества узлов сетки, используемых при дифференцировании (при дифференцировании по пяти узлам,  $k = 12$ ; по семи узлам,  $k = 60$ ).

Схема расчета плотности вертикального электрического тока дифференциальным методом с использованием формулы (3.4) представлена на Рис. 3.1 (а). Показаны положительные направления осей (положительное направления оси X на магнитограмме АО ориентировано в направлении Восток–Запад, а положительное направление оси Y – в направлении Юг–Север) и направление дифференцирования (красные стрелки). Значение плотности тока вычисляется для центрального узла сетки (пикселя), который на схеме отмечен темно-серым цветом. Узлы, учитываемые при вычислениях, отмечены на схеме зеленым цветом. Положительный по знаку электрический ток при указанных условиях направлен вверх, на наблюдателя.

При расчете вертикального электрического тока интегральным методом возникает необходимость приближенного вычисления интеграла по замкнутому контуру в правой части выражения (3.2). Среди совокупности существующих подходов, позволяющих решить эту задачу, был выбран метод Симпсона, отличающийся простотой и достаточной точностью.



**Рис. 3.1.** Схема расчета величины плотности вертикального электрического тока дифференциальным методом с применением дифференцирования по пяти узлам (пикселям) **(а)** и вертикального электрического тока интегральным методом **(б)** для контура  $5 \times 5$  узлов (пикселей). Зеленые квадратики являются узлами сетки (пикселями), в которых при вычислениях использованы данные о  $B_x$  и  $B_y$  компонентах магнитного поля. Темно-серым выделен пиксел, в котором вычисляются соответствующие значения плотности тока согласно формуле (3.4) или тока, протекающего внутри контура, согласно выражению (3.5). Жирная черная стрелка указывает направление положительного по знаку тока (направленного на наблюдателя).

Общая схема расчета величины вертикального электрического тока интегральным методом представлена на Рис. 3.1 (б). Как и для дифференциального метода, положительное направления оси  $X$  на магнитограмме АО ориентировано в направлении Восток–Запад, а положительное направление оси  $Y$  – в направлении Юг–Север. Узлы сетки (пикселы), учитываемые при расчете, отмечены зеленым цветом. При вычислении интеграла обход контура осуществляется против часовой стрелки (указано красными стрелками). В этом случае положительный по

знаку электрический ток направлен вверх, на наблюдателя. Примем, что интегральный ток, протекающий в области, ограниченной контуром, относится к центральному узлу (пикселу), который обозначен на схеме темно-серым цветом.

С учетом выбранных положительных направлений осей и обхода контура формула (3.2) принимает вид:

$$I_z = c_{int}(s_1 + s_2 - s_3 - s_4) \quad (3.5),$$

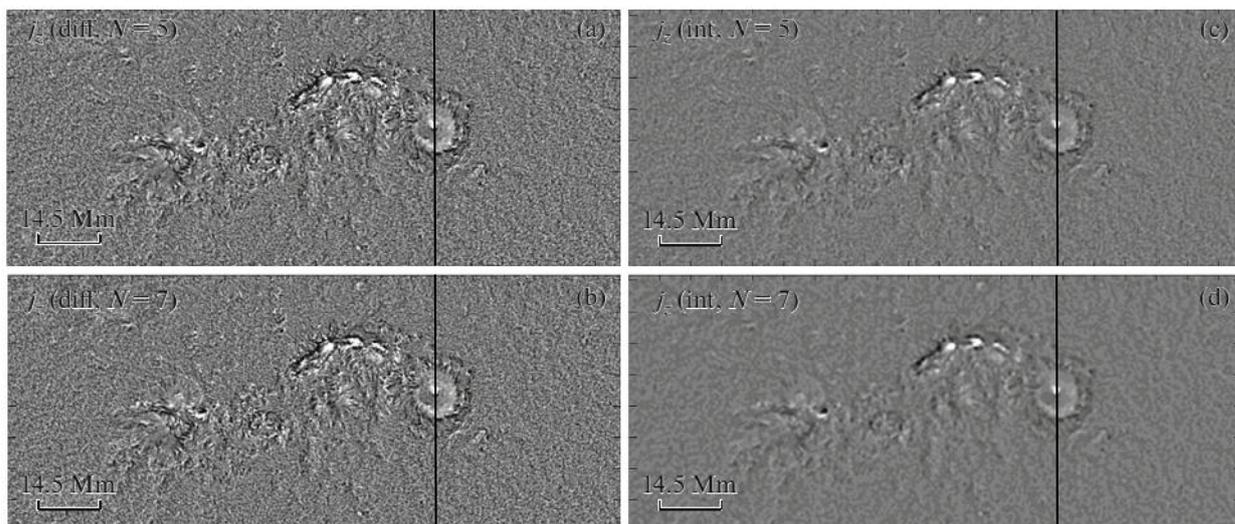
где величины  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$  и  $s_4$  являются интегральными суммами по соответствующим сторонам контура, вычисляемыми согласно формуле Симпсона для равномерной сетки, а коэффициент  $c_{int} = \frac{h}{3\mu_0}$  есть величина, зависящая от выбора инструмента (параметр  $h$  – шаг интегрирования или размер пиксела на магнитограмме). Для вычисления значения плотности вертикального тока в центральном пикселе контура, вычисленный согласно формуле (3.5) результат делится на площадь, охваченную этим контуром.

Сравнение двух методов расчета вертикального электрического тока показывает, что интегральный метод имеет ряд отличий и преимуществ по сравнению с дифференциальным (классическим) методом.

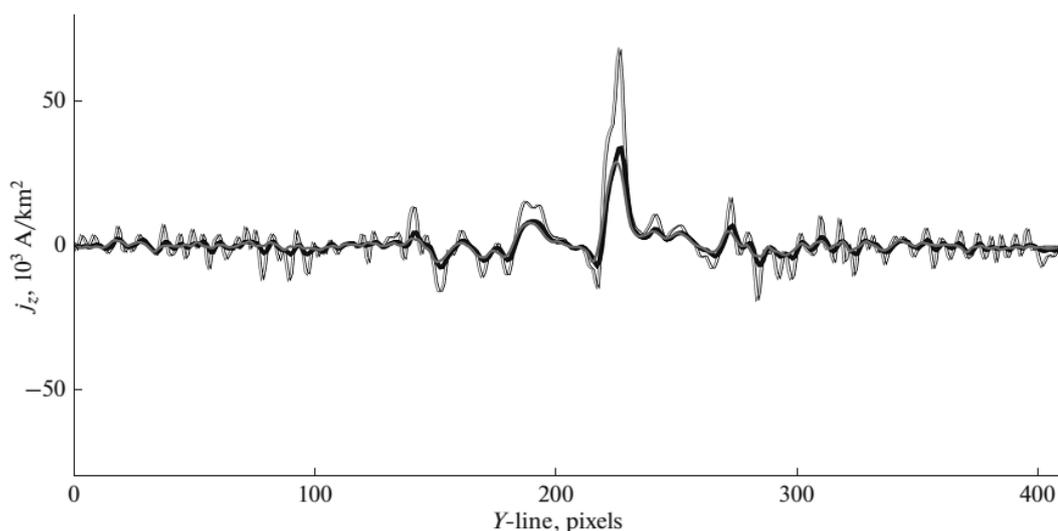
Как видно из схем, представленных на Рис. 3.1, например, при размерах контура  $5 \times 5$  пикселей ( $L = 5$ ) дифференциальный метод использует данные о компонентах вектора магнитного поля в девяти пикселах, а интегральный метод – в 16 пикселах. Уже одно это говорит о более высокой точности интегрального метода. Преимуществом интегрального метода также является отсутствие необходимости дифференцировать магнитное поле. В последние десятилетия все больше исследователей сходятся на том, что операция дифференцирования при вычислении электрических токов может привести к существенному возрастанию ошибок и появлению ложных сигналов. Так, Parker (1996) указывает на то, что из-за наблюдательных ограничений современных магнитографов дифференциальный метод является неподходящим для вычисления плотности вертикального тока. В

недавнем исследовании Fleishman, Pevtsov (2018) также было отмечено, что использование частных производных при расчете величины плотности тока может привести к существенному возрастанию погрешностей вычислений.

К ключевым преимуществам интегрального метода, по сравнению с дифференциальным, можно отнести лучшее сглаживание шума при вычислениях с использованием контуров одинаковых размеров (Рис. 3.2) и одновременно достаточно полное сохранение информации о значимых токовых структурах – ширина пиков, как это видно из Рис. 3.3, полностью сохраняется. Этот результат позволяет использовать интегральный метод как эффективный механизм сглаживания шумов без потери информации о токовых структурах.



**Рис. 3.2.** Карты распределения величины плотности вертикального электрического тока в АО NOAA 12473 27 декабря 2015 года в 08:00UT. Карты левой колонки получены с применением дифференциального метода дифференцированием соответствующих компонент поперечного магнитного поля по пяти (a) и семи (b) узлам сетки (пикселям). Карты правой колонки отображают результаты, полученные с применением интегрального метода и интегрированием компонент поперечной составляющей магнитного поля в контурах  $5 \times 5$  (c) и  $7 \times 7$  (d) узлов (пикселей).



**Рис. 3.3.** Разрезы вдоль вертикальных линий на Рис. 3.2. Тонкие линии отображают данные о плотности вертикального тока, вычисленного дифференциальным методом дифференцированием по пяти (черная тонкая кривая) и семи (тонкая серая кривая) узлам сетки. Жирные линии показывают профили плотности тока, вычисленного интегральным методом с интегрированием по контурам  $5 \times 5$  (жирная черная кривая) и  $7 \times 7$  (жирная серая кривая). Хорошо заметно сглаживание шумов и одновременно сохранение профилей значимых токовых структур при использовании интегрального метода.

Преимущества интегрального метода можно также видеть из данных Таблицы 3.1, в которой представлено сравнение некоторых характеристик вертикальных электрических токов в фотосфере для АО NOAA 12473, рассчитанных как классическим (дифференциальным), так и интегральным методами. В первом столбце таблицы указан метод, с помощью которого был рассчитан электрический ток. Второй столбец отражает размеры контуров  $L$ , используемых при дифференцировании или интегрировании. В третьем и четвертом столбцах показаны величины  $j_{low} = \frac{\sum |j_z^{low}|}{N_{low}}$  и  $j_{high} = \frac{\sum |j_z^{high}|}{N_{high}}$  вдоль вертикальной линии разреза (см. Рис. 3.2) соответственно на периферии АО (с преобладанием низких значений тока,  $N_{low}$  пикселей) и в центральной части области с преобладанием значительных по абсолютной величине вертикальных токов ( $N_{high}$  пикселей). Сравнение  $j_{low}$  и  $j_{high}$  для двух методов

показывает более сильное сглаживание для данных, вычисленных интегральным методом.

Пятый и шестой столбцы таблицы отражают величину шума для каждого метода. Шумы вычислялись двумя способами: по всей карте распределения плотности вертикального электрического тока (пятый столбец) и по площади 50×50 пикселей на краю карты, где отсутствуют большие значения плотности тока. Как видно из данных таблицы, интегральный метод дает более низкий уровень шума.

**Таблица 3.1.** Сравнение параметров вертикального электрического тока в области NOAA 12473, вычисленных дифференциальным и интегральным методами.

Метод вычисления	L	$j_{low},$ $10^3 \text{ A км}^{-2}$	$j_{high},$ $10^3 \text{ A км}^{-2}$	$\sigma,$ $10^3 \text{ A км}^{-2}$	$\sigma_{50},$ $10^3 \text{ A км}^{-2}$	$\rho(j_z),$ %	$\rho(B_z),$ %
1	2	3	4	5	6	7	8
Дифференциальный	5	1.98	8.15	5.38	4.13	-0.023	-1.307
	7	2.01	8.20	5.50	4.24	-0.031	
Интегральный	5	0.71	4.30	2.17	1.42	-0.022	
	7	0.45	3.81	1.72	1.02	-0.017	

В седьмом столбце Таблицы 3.1 показан разбаланс вертикального электрического тока, рассчитанный по карте распределения величины плотности тока согласно формуле (Abramenko et al., 1996):

$$\rho(j_z) = \frac{\sum |j_z^+|_{i,j} - \sum |j_z^-|_{i,j}}{\sum |j_z^+|_{i,j} + \sum |j_z^-|_{i,j}} \cdot 100\% \quad (3.6).$$

Во всех случаях, как это следует из данных таблицы, разбаланс вертикального электрического тока оказался крайне низким, на уровне долей процента, что говорит о замкнутости токовых структур в пределах исследуемой активной области.

Последний столбец Таблицы 3.1 отражает разбаланс магнитного поля в АО, рассчитанный по формуле, аналогичной (3.6). Разбаланс магнитного поля оказался выше, чем у электрических токов, что согласуется с результатами, полученными в более ранних исследованиях (см., напр., Абраменко, Гопасюк, 1987).

В ходе исследования были рассмотрены различные варианты расчета вертикальных токов. Установлено, что при расчетах интегральным методом контуры больших размеров создают менее интенсивные и широкие структуры тока, что может привести к потере части информации. В то же время, контур с малым  $L$  не дает видимого улучшения по уровню шумов по сравнению с результатом расчетов дифференциальным методом. Таким образом, интегральный метод с  $L = 5$  (контур  $5 \times 5$  пикселей) оказался лучшим по степени сглаживания, уровню шумов, и степени сохранения значимой информации. Именно этот вариант был использован в последующих расчетах.

#### **3.4. Проверка интегрального метода путем сравнения результатов вычислений вертикальных электрических токов на основе магнитографических данных разных инструментов**

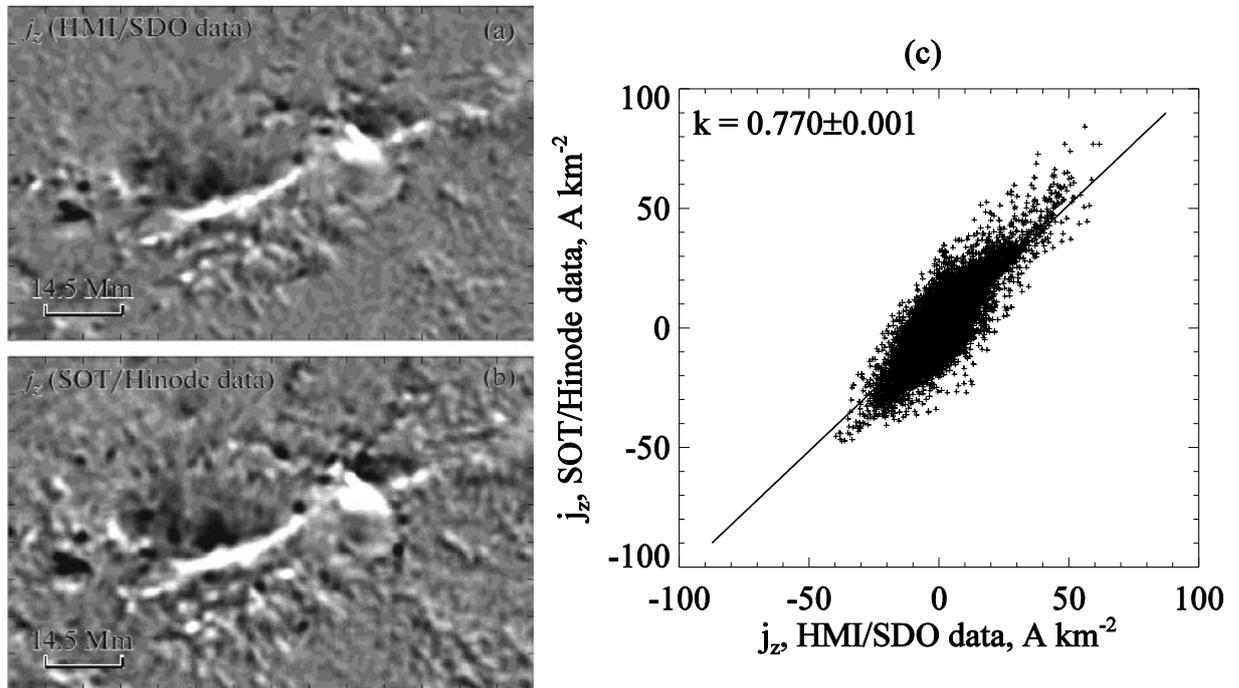
Для проверки адекватности интегрального метода и возможности его применения для вычисления вертикальных электрических токов в атмосфере Солнца с использованием данных различных инструментов, было проведено сравнение данных о вертикальных электрических токах, вычисляемых на основе информации о распределении компонент вектора магнитного поля в области NOAA 11158, получаемых двумя различными приборами – HMI/SDO и SOT/Hinode. Результаты сравнения представлены на Рис. 3.4 и в Таблице 3.2.

Сравнение вертикальных электрических токов, рассчитанных на основе данных HMI/SDO и SOT/Hinode, показало хорошую корреляцию между ними (коэффициент корреляции  $k = 0.77$ ), как это показано на Рис. 3.4 (с).

В Таблице 3.2 приведены для сравнения некоторые параметры вертикальных токов, рассчитанные по данным двух инструментов. В первом столбце таблицы указан инструмент, на котором получены исходные данные о компонентах вектора магнитного поля в АО. Второй и третий столбцы отражают размеры контура, используемого при расчетах величины тока (см. формулы (3.4) – (3.5) и Рис. 3.1). Поскольку пространственное разрешение приборов разное, контуры были подобраны таким образом, чтобы они имели относительно малое число узлов, и, в то же время, близкие размеры, выраженные в угловой мере или линейном масштабе. В четвертом и пятом столбцах Таблицы 3.2 приведены соответственно максимальное и минимальное значения плотности вертикального электрического тока, рассчитанные интегральным методом. В шестом столбце таблицы указаны уровни шумов в каждом случае. В седьмом столбце таблицы отображена информация о величине разбаланса вертикального электрического тока, вычисленная согласно формуле (3.6). Все значения величин рассчитаны для центральной части области размерами около  $100 \times 65$  Мм, показанной в боксах (а) и (b) на Рис. 3.4.

Из Таблицы 3.2 видно, что величины электрических токов, вычисленных по данным HMI/SDO и SOT/Hinode, несколько различаются. Вероятно, это связано с разным пространственным разрешением приборов. Разрешение HMI/SDO ( $\sim 0.5''$ ) может быть недостаточным для выявления токовых структур малых масштабов. Заметим, что, поскольку для сравнения были взяты значения величин только внутри боксов, изображенных на Рис. 3.4 (а) и (b), то, вероятно, по этой причине разбаланс электрического тока оказался на уровне 2%, поскольку в этом случае часть токовых структур, замыкающихся на периферии АО, за пределами рассматриваемой

области, в расчет не бралась. Если же анализировать область целиком (т.е. по карте токов, соответствующей всей SHARP-магнитограмме АО), расчеты для NOAA 11158 показывают разбаланс токов на уровне долей процента.



**Рис. 3.4.** Слева – карты распределения плотности вертикального электрического тока, вычисленные интегральным методом на основе данных, полученных приборами HMI/SDO (a) и SOT/Hinode (b) 15 февраля 2011 года в 10:12UT для области NOAA 11158. Справа – график зависимости между плотностями тока, вычисленными на основе магнитографических данных двух инструментов. Указан коэффициент корреляции ( $k$ ) и его ошибка при доверительном интервале 0.95.

**Таблица 3.2.** Сравнение параметров вертикальных электрических токов, вычисленных интегральным методом для области NOAA 11158 на основе данных двух инструментов.

Инструмент	$L$ , пикселей	$L$ , угл. сек	$j_z$ max, A км <sup>-2</sup>	$j_z$ min, A км <sup>-2</sup>	$\sigma$ , 10 <sup>3</sup> A км <sup>-2</sup>	$\rho(j_z)$ , %
HMI/SDO	5	2.5	80.32	-93.19	6.21	-1.96
SOT/Hinode	9	2.7	107.54	-125.71	8.32	-2.22

Исходя из данных, представленных на Рис. 3.4 и в Таблице 3.2, делаем вывод о том, что интегральный метод расчета вертикальных электрических токов не зависит от прибора, на котором получена исходная информация о структуре вектора магнитного поля, и может быть применен для расчета величины вертикальных токов по данным различных приборов, предназначенных для изучения Солнца.

### **3.5. Особенности временных вариаций параметров локальных вертикальных электрических токов в активных областях с различной морфологией, магнитной структурой и разным уровнем вспыхивающей продуктивности**

На основе вычисленных величин вертикального (расчеты выполнены с применением интегрального метода, методика представлена в п. 3.3) и горизонтального (метод оценки квадрата плотности горизонтального тока детально описан в п. 2.3 Главы 2) электрических токов для выборки из 39 АО (см. п. 3.2) нами были рассчитаны следующие параметры:

- 1) Суммарный беззнаковый вертикальный электрический ток в АО:

$$I_{z\ tot} = \sum |I_z|_{i,j} \quad (3.7);$$

- 2) Средняя беззнаковая величина плотности вертикального тока:

$$\langle |j_z| \rangle = \frac{\sum |j_z|_{i,j}}{N_{pix}} \quad (3.8);$$

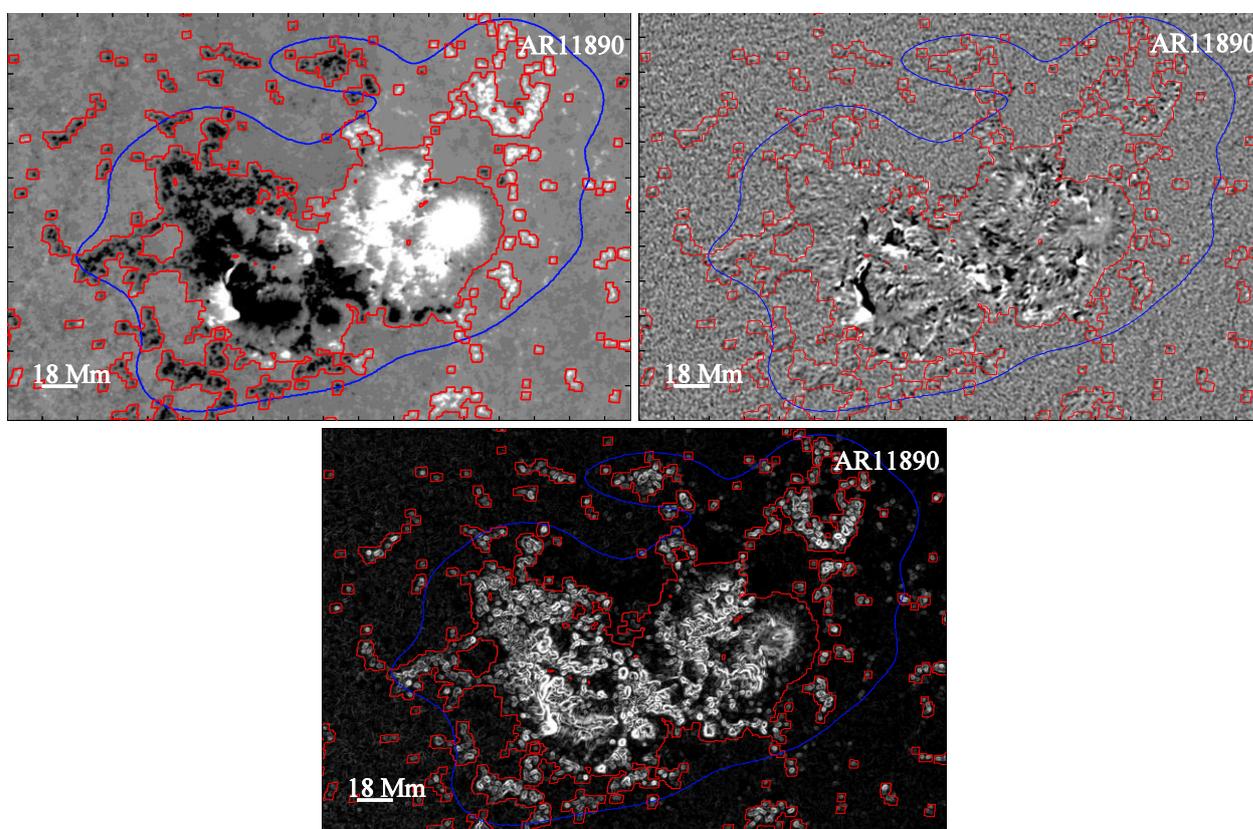
- 3) Средняя беззнаковая величина плотность горизонтального тока:

$$\langle |j_{\perp}| \rangle = \frac{\sum \left( \sqrt{j_{\perp}^2} \right)_{i,j}}{N_{pix}} \quad (3.9);$$

- 4) Разбаланс вертикального электрического тока, рассчитываемый согласно выражению (3.6).

Для минимизации эффектов, создаваемых слабыми электрическими токами периферийной части АО, при вычислении параметров электрического

тока (формулы (3.6)-(3.9)) для каждой карты учитывались только пиксели, лежащие внутри контуров, ограниченных двумя стандартными масками для SHARP данных – `bitmap` (определяет границы АО на SHARP-магнитограмме) и `conf_disambig` (позволяет выделить на магнитограмме пиксели, в которых с высокой степенью достоверности исправлена  $180^\circ$ -неопределенность направления азимута вектора магнитного поля). Магнитограммы и карты распределения плотностей вертикальных и горизонтальных токов с нанесенными контурами масок на примере одной из исследуемых АО представлен на Рис. 3.5.



**Рис. 3.5.** Вверху слева – карта лучевой компоненты ( $B_r$ ) магнитного поля области NOAA 11890. Карта масштабирована от  $-2000$  Гс (черное) до  $2000$  Гс (белое). Вверху справа – карта распределения величины плотности вертикального электрического тока в области, масштабирована от  $-0.01$  А м<sup>-2</sup> (черное) до  $0.01$  А м<sup>-2</sup> (белое). Внизу – карта распределения величины квадрата плотности горизонтального электрического тока, масштабирована от  $0$  (черное) до  $5 \cdot 10^{-5}$  А<sup>2</sup> м<sup>-4</sup> (белое). Цветные контуры отображают маски `bitmap` (синяя линия) и `conf_disambig` (красная линия). Данные о компонентах вектора магнитного поля

получены прибором HMI/SDO 7 ноября 2013 года в 00:00UT. Карты токов рассчитаны для этого же момента времени. Масштаб изображений указан на картах. Север вверху, запад справа.

Для выявления характера взаимосвязи параметров электрического тока с магнитными полями также был посчитан суммарный магнитный поток АО:

$$\Phi = \left( \sum |B_r|_{i,j} \cdot S_{pix} \right)_{>600G} \quad (3.10).$$

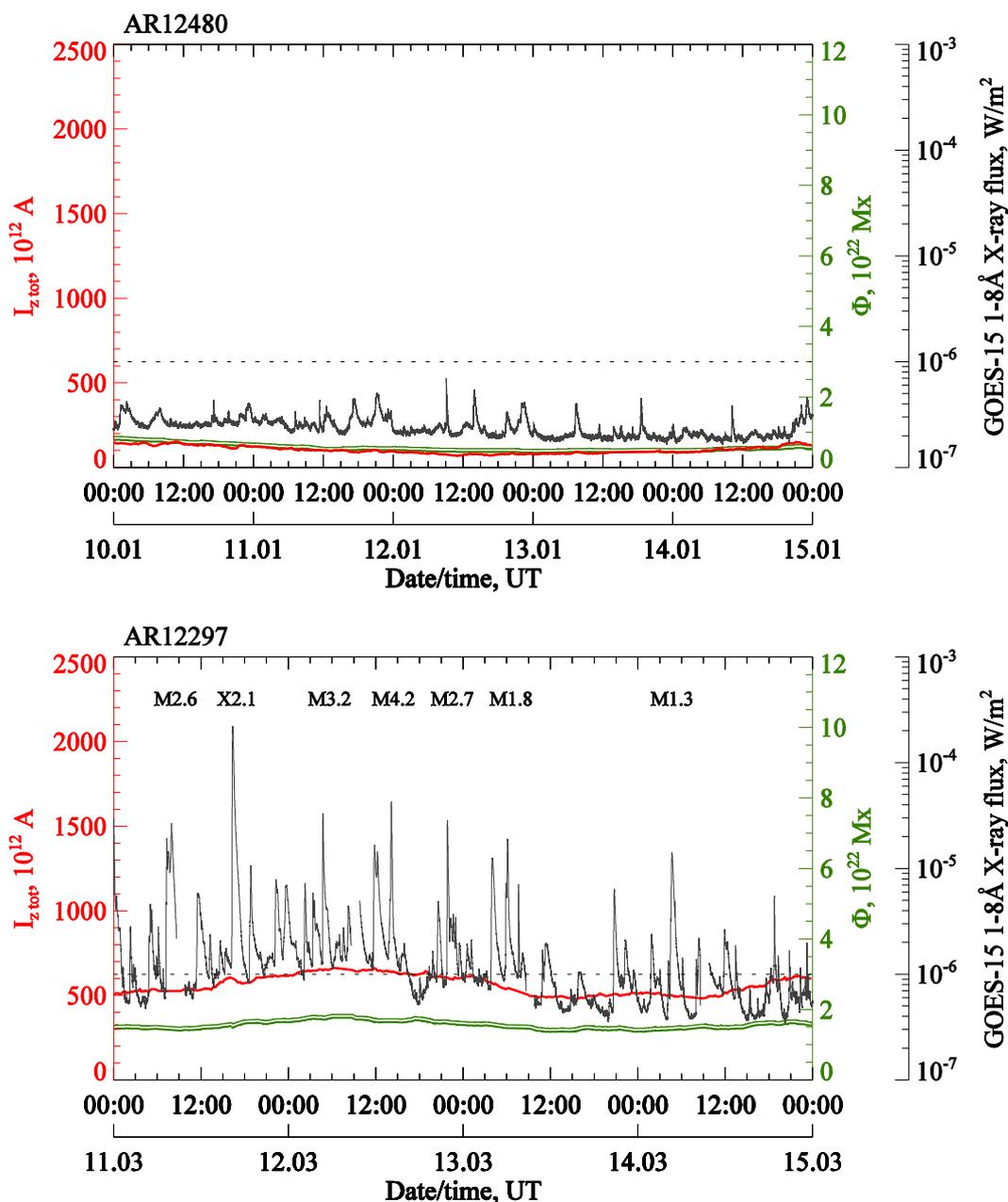
С целью минимизации влияния шумов и локальных полей на периферии АО, при вычислении магнитного потока были учтены только те пиксели, значения напряженности поля в которых по модулю превышает 600 Гс (Norton et al., 2017).

На Рис. 3.6 и 3.7 в качестве примеров отображена динамика параметров электрического тока и магнитного поля, рассчитанных согласно формулам (3.6) – (3.10), для двух АО исследуемой выборки за время их мониторинга. На верхних графиках представлено поведение параметров электрического тока для области с низкой активностью NOAA 12480 (только вспышки рентгеновского класса C за время мониторинга АО), на нижних – для области NOAA 12297, имеющей высокую вспышечную продуктивность (за время мониторинга наблюдаются вспышки рентгеновских классов M и X). Временные вариации анализируемых параметров для всех 39 исследуемых АО можно увидеть в Приложении к диссертации.

Рис. 3.6 показывает особенности поведения величин суммарного беззнакового тока  $I_{z\ tot}$  и магнитного потока  $\Phi$ . Можно видеть, что величина  $I_{z\ tot}$  ведет себя синхронно (квазисинхронно) с величиной  $\Phi$ .

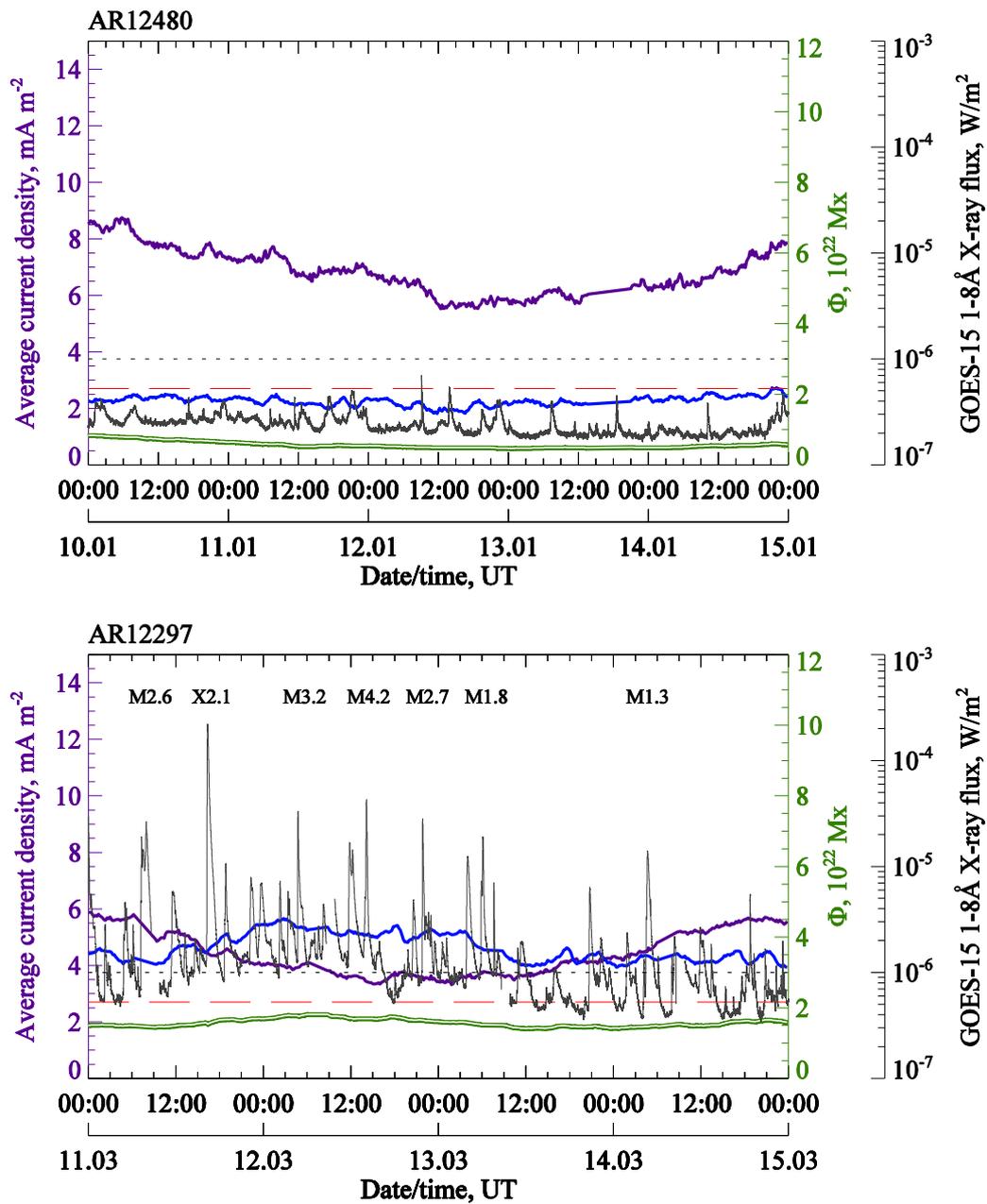
На Рис. 3.7 отображены временные изменения средней беззнаковой плотности вертикального  $\langle |j_z| \rangle$  (синяя кривая) и горизонтального  $\langle |j_{\perp}| \rangle$  (фиолетовая кривая) электрических токов, а также магнитного потока  $\Phi$  (двойная зеленая кривая, как и на Рис. 3.6) для тех же АО, что и на предыдущем рисунке. Отмечены рентгеновские классы наиболее мощных

вспышек, ассоциированных с конкретной АО, за время нашего мониторинга области.



**Рис. 3.6.** Примеры временные изменения величины суммарного беззнакового вертикального электрического тока  $\overline{I_{z\text{ tot}}}$  (красная и шкала слева) и магнитного потока  $\Phi$  (двойная зеленая кривая и шкала справа на графиках) для двух областей исследуемой выборки. Тонкая серая линия отображает изменения потока рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8Å на орбите Земли (по данным КА GOES-15). Пунктирная линия показывает уровень потока рентгеновского излучения, соответствующий вспышке класса C1.0 ( $10^{-6} \text{ Вт м}^{-2}$ ). На графиках

указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек, ассоциированных с соответствующей АО.



**Рис. 3.7.** Временные изменения величины средней беззнаковой плотности вертикального  $\langle |j_z| \rangle$  (синяя кривая), горизонтального  $\langle |j_\perp| \rangle$  (фиолетовая кривая) электрического тока и магнитного потока  $\Phi$  (зеленая двойная кривая) для тех же областей, что и на Рис. 3.6. Красным пунктиром с длинными штрихами отмечен «критический» уровень средней беззнаковой плотности вертикального тока 2.7 mA m<sup>-2</sup>. Остальные обозначения такие же, как и на Рис. 3.6.

На графиках, показывающих динамику плотностей вертикального и горизонтального электрического тока (Рис. 3.7), можно проследить наличие некоего «порогового» значения средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока величиной  $2.7 \text{ mA m}^{-2}$  (горизонтальная пунктирная линия на графиках). В областях с высокой активностью наблюдается превышение этого «критического» значения величины  $\langle |j_z| \rangle$ , а в областях с крайне низкой активностью параметр  $\langle |j_z| \rangle$  ниже порогового значения.

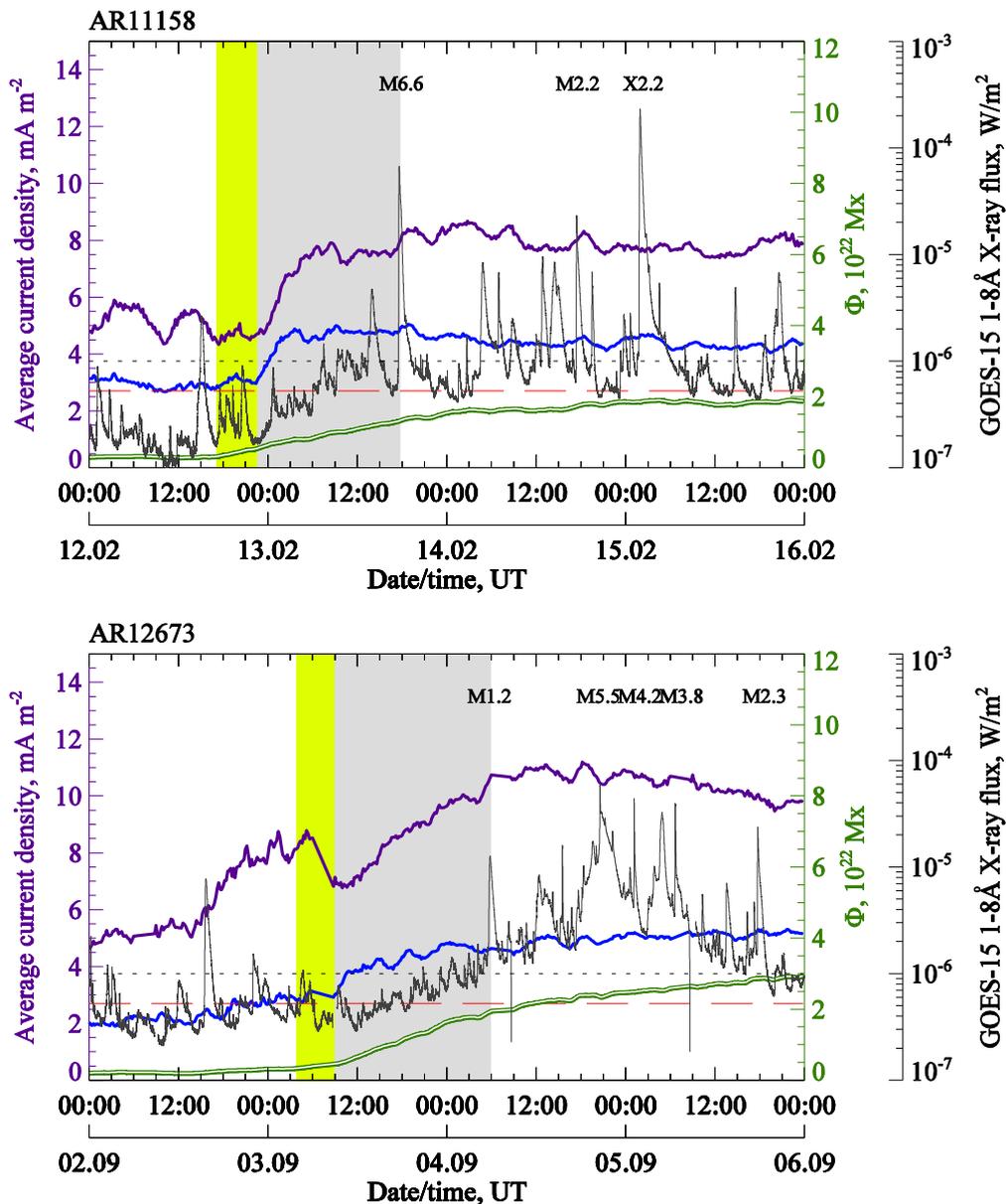
Дополнительно, исследование динамики параметров электрического тока в областях со всплытием магнитного потока на примере АО NOAA 11158 и NOAA 12673 (Рис. 3.8) показало, что: 1) нарастание магнитного потока опережает соответствующие изменения в величинах плотностей тока на 5-6 часов; 2) рост величин  $\langle |j_z| \rangle$  и  $\langle |j_{\perp}| \rangle$  происходит более быстро по сравнению с ростом магнитного потока; 3) присутствует временная задержка около 20 часов между нарастанием величины  $\langle |j_z| \rangle$  выше «критического» уровня  $2.7 \text{ mA m}^{-2}$  и началом развития первых вспышечных процессов высоких рентгеновских классов. Последний вывод говорит об инертности процессов накопления «свободной» магнитной энергии в верхних слоях солнечной атмосферы перед мощными солнечными вспышками.

Удается также проследить связь между изменениями величины средней беззнаковой плотности вертикального тока во времени и динамикой вспышечной активности АО. В частности, нарастание величины  $\langle |j_z| \rangle$  выше «критического» уровня указывает на возможный рост вспышечной продуктивности области (Рис. 3.8), и наоборот – спад величины  $\langle |j_z| \rangle$  ниже порогового значения говорит об ослаблении вспышечной активности в АО (см., напр., графики для областей NOAA 11882, 12158, 12205, 12253 в Приложении). Более того, все без исключения АО, в которых за время нашего мониторинга величина  $\langle |j_z| \rangle$  была ниже «критического» значения,

обладали крайне низкой активностью (см. графики для областей NOAA 11711, 11777, 11899, 12470, 12480, 12674 в Приложении). С физической точки зрения такой результат вполне объясним. Электрические токи в АО являются носителями свободной магнитной энергии, а плотность тока – это эквивалент плотности этой энергии. Следовательно, чем больше плотность свободной магнитной энергии, тем выше вероятность развития вспышечного процесса. При крайне низких значениях плотности тока (плотности энергии) мощные вспышки не происходят, а избыток магнитной энергии тратится на иные диссипативные процессы (Altyntsev et al., 1977; Алтынцев, Красов, 1979; Zaitsev, Khodachenko, 1997; Zaitsev, Stepanov, 2008, и др.).

Полученные результаты позволяют сделать выводы о том, что: 1) скачок плотности вертикального и горизонтального токов не связан непосредственно с нарастанием магнитного потока и, скорее, является результатом перераспределения магнитной энергии внутри АО; и 2) накопление энергии для мощных вспышечных процессов происходит на протяжении временного интервала, по крайней мере, 12-20 часов. Последний результат хорошо согласуется с результатами, полученными другими исследователями (см., напр., Смольков и др., 2011), а также выводами, полученными соискателем в более ранних исследованиях (см. Fursyak, 2016).

Анализируя поведение  $\langle |j_{\perp}| \rangle$  для всех 39 АО исследуемой выборки, мы видим различное поведение динамики поперечных токов. В большинстве случаев величина  $\langle |j_{\perp}| \rangle$  ведет себя квазисинхронно с величиной  $\langle |j_z| \rangle$ , превосходя ее в 2-5 раз. Но в ряде примеров (см. графики на Рис. 3.7 и Приложение к диссертации) величина  $\langle |j_{\perp}| \rangle$  может быть меньше соответствующих значений величины  $\langle |j_z| \rangle$ . Причина такого поведения поперечного электрического тока не установлена и требует более детального анализа в каждом отдельном случае.



**Рис. 3.8.** Динамика средней беззнаковой плотности вертикального и горизонтального электрического тока в областях со всплытием магнитного потока NOAA 11158 (вверху) и 12673 (внизу). Обозначения те же, что и на Рис. 3.7. Хорошо заметны скачки величин плотности тока и более плавное нарастание величины магнитного потока в обеих АО. Первые мощные вспышки (рентгеновский класс M) в областях фиксируются через временной интервал не менее 18-20 часов после скачка величины  $\langle |j_z| \rangle$  выше уровня  $2.7 \text{ mA m}^{-2}$  (этот временной промежуток закрашен серым цветом на графиках). Желтым цветом на графиках отмечен временной промежуток между началом нарастания магнитного потока и скачком величин  $\langle |j_z| \rangle$  и  $\langle |j_{\perp}| \rangle$ .

Для проведения дальнейшего статистического анализа параметры электрического тока и магнитных полей, рассчитываемые согласно выражениям (3.6) – (3.10), были усреднены для каждой из областей исследуемой выборки за время ее мониторинга (3-5 дней) и сведены в единую Таблицу 3.3. Во втором столбце таблицы указано время нашего мониторинга области. Усредненные за время мониторинга каждой из областей параметры магнитного поля и электрических токов представлены в столбцах 3-7 таблицы (усреднение по времени в Таблице 3.3 и далее по тексту обозначено горизонтальной чертой сверху). Восьмой столбец таблицы отображает вспышечный индекс (Flare Index, FI, Abramenko, 2005) соответствующей области. Вспышечный индекс представляет собой показатель вспышечной продуктивности АО и равен 1(100) для областей, в которых ежедневно за время существования области на видимом диске Солнца регистрируется одна вспышка рентгеновского класса C1.0 (X1.0).

В последних двух столбцах таблицы указаны соответственно рентгеновский класс наиболее мощной вспышки, ассоциированной с исследуемой АО (за время ее нахождения на видимом диске Солнца), а также тип области согласно магнито-морфологической классификации (ММК, Жукова, 2018; Abramenko et al., 2018). Согласно данной классификации, все АО разделены на три группы – области типа А, подчиняющиеся законам теории динамо среднего поля – закону полярностей Хейла, закону Джоя для угла наклона оси АО и правилу о соотношении площадей наиболее развитых пятен лидирующей и хвостовой полярностей; области типа В, в которых зафиксировано нарушение хотя бы одного из вышеуказанных законов, и униполярные области (тип U), являющиеся остатками областей группы А, либо группы В.

С использованием данных Таблицы 3.3 были построены корреляционные графики между вспышечным индексом (FI) и усредненными за время мониторинга АО параметрами электрического тока. Наиболее

высокая корреляция наблюдается для двух из исследуемых параметров (Рис. 3.9) – суммарного беззнакового тока  $\overline{I_{z\ tot}}$  и средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока  $\langle \overline{|J_z|} \rangle$ .

**Таблица 3.3.** Параметры магнитного поля и электрических токов исследуемых АО.

Номер области (NOAA)	Время мониторинга АО	$\overline{\Phi}$ , $10^{22}$ Мкс	$\overline{I_{z\ tot}}$ , $10^{12}$ А	$\langle \overline{ J_z } \rangle$ , МА М <sup>-2</sup>	$\langle \overline{ J_{\perp} } \rangle$ , МА М <sup>-2</sup>	$\overline{\rho(J_z)}$ , %	Вспышечный индекс (FI)	Макс. рентгеновский класс вспышки	Тип АО
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
11261	31.07-03.08.2011	1.27	489.19	4.21	10.10	2.33	10.33	M9.3	B
11263	02.08-05.08.2011	1.72	433.58	3.51	4.18	0.71	55.03	X6.9	B
11283	04.09-07.09.2011	0.99	317.59	3.13	3.98	5.37	42.34	X2.1	A
11302	27.09-30.09.2011	2.49	666.32	3.54	6.57	3.46	85.14	X1.9	A
11339	06.11-10.11.2011	3.28	882.56	3.00	7.84	1.14	39.02	X1.9	A
11391	07.01-10.01.2012	0.98	287.93	2.76	9.34	4.59	0.31	C1.6	A
11429	07.03-10.03.2012	2.87	660.37	3.47	12.96	-5.92	100.55	X5.4	B
11476	09.05-13.05.2012	3.00	892.31	3.98	9.34	0.16	38.07	M5.7	A
11512	27.06-30.06.2012	0.82	210.92	2.90	9.55	-1.63	0.97	C4.2	A
11598	25.10-29.10.2012	1.04	273.55	3.15	6.23	0.89	27.55	X1.8	B

**Таблица 3.3** (продолжение).

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
11654	12.01- 16.01.2013	2.82	723.33	3.06	7.57	0.39	10.25	M1.2	A
11711	04.04- 07.04.2013	1.39	291.71	2.35	5.50	4.23	0.34	C1.7	A
11748	18.05- 21.05.2013	0.49	191.43	3.40	7.28	2.22	98.97	X3.2	B
11777	24.06- 27.06.2013	0.49	107.34	2.27	5.07	-1.73	2.07	M2.9	U
11882	28.10- 01.11.2013	0.86	243.53	3.03	8.07	4.02	54.76	X2.1	B
11890	07.11- 10.11.2013	2.41	667.48	3.23	9.89	1.46	23.24	X1.1	A
11899	17.11- 20.11.2013	2.03	401.27	2.55	6.37	6.83	1.92	M1.0	U
12002	12.03- 15.03.2014	1.14	295.69	3.01	7.71	0.60	10.76	M1.7	A
12109	07.07- 10.07.2014	2.04	492.02	3.15	9.12	-0.23	1.30	C6.4	B
12158	09.09- 12.09.2014	1.45	427.19	3.29	7.43	-1.39	13.30	X6.1	B
12192	22.10- 25.10.2014	9.53	2221.87	3.20	11.93	1.30	123.44	X2.0	B
12205	08.11- 12.11.2014	1.23	427.23	3.53	8.58	4.03	23.90	X1.6	A
12222	30.11- 04.12.2014	2.25	493.19	2.87	10.02	-0.20	19.13	M6.1	A
12253	03.01- 06.01.2015	2.02	510.41	2.91	11.50	0.63	9.38	M1.3	A

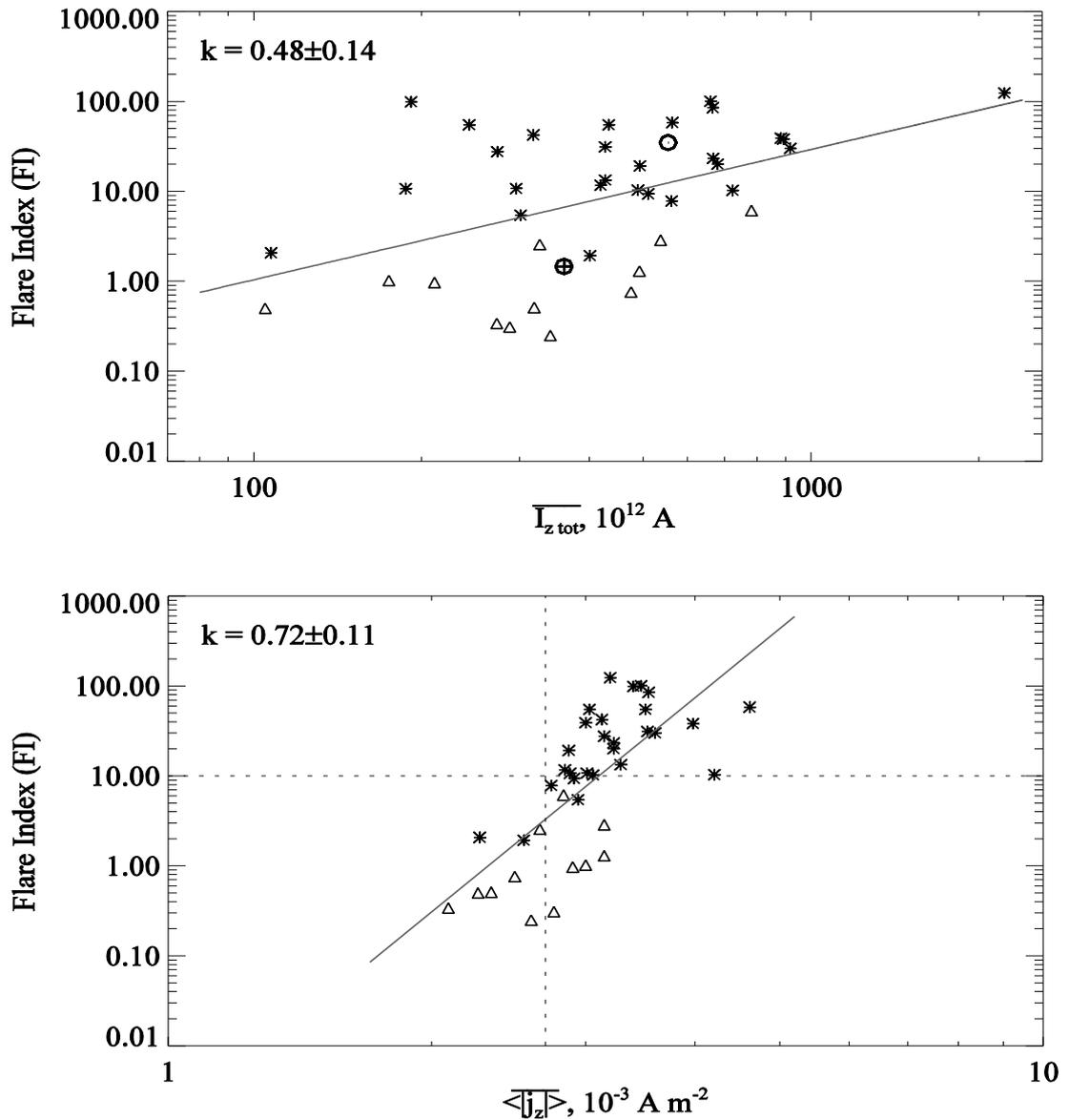
**Таблица 3.3** (продолжение).

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
12268	27.01- 30.01.2015	1.65	419.28	2.84	6.52	4.24	11.65	M2.1	A
12297	11.03- 14.03.2015	1.58	563.54	4.62	4.40	3.59	58.17	X2.1	B
12305	25.03- 29.03.2015	1.44	326.14	2.66	6.64	-3.38	2.56	C8.7	B
12339	10.05- 13.05.2015	2.95	782.15	2.83	6.86	2.55	6.12	C5.5	B
12371	20.06- 23.06.2015	2.97	679.66	3.23	8.60	-2.55	20.13	M7.9	B
12381	07.07- 10.07.2015	1.38	301.09	2.94	5.84	3.35	5.43	M1.7	A
12396	06.08- 09.08.2015	2.37	537.38	3.15	9.22	-1.50	2.87	C5.4	B
12403	22.08- 25.08.2015	3.39	917.63	3.60	11.85	-0.98	29.95	M5.6	A
12470	17.12- 21.12.2015	1.70	318.59	2.34	4.98	4.09	0.51	C1.7	U
12480	10.01- 14.01.2016	0.58	104.82	2.26	6.84	1.06	0.50	C2.8	B
12494	05.02- 07.02.2016	0.73	174.81	3.00	9.68	-2.32	1.02	C3.0	B
12529	12.04- 16.04.2016	2.87	561.99	2.74	8.76	3.54	7.82	M6.7	A
12546	18.05- 22.05.2016	1.77	340.71	2.60	5.77	5.21	0.25	C1.3	U
12644	27.03- 30.03.2017	0.81	187.35	2.88	3.09	3.64	10.68	M5.4	A

**Таблица 3.3** (продолжение).

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
12674	22.08- 25.08.2017	2.47	475.29	2.49	4.76	-0.24	0.76	C5.2	A

Все исследуемые области на представленных графиках разделены на две группы. Первая – АО, в которых зафиксированы только вспышки рентгеновского класса С (обозначены треугольниками на Рис. 3.9), вторая – области, в которых зарегистрирована хотя бы одна вспышка класса M1.0 или выше (обозначены звездочками). Как видно из графиков на Рис. 3.9, для пары FI –  $\overline{I_{z\ tot}}$  четкого деления областей на две подгруппы не происходит. Можно наблюдать как области с низкой активностью и достаточно высокими значениями суммарного тока, так и АО с мощными вспышками и относительно низкими значениями величины  $\overline{I_{z\ tot}}$ . Для выявления закономерности, были рассчитаны средние значения величины  $\overline{I_{z\ tot}}$  для совокупности областей, обозначенных звездочками (окружность с точкой в центре на верхнем графике Рис. 3.9) и областей, обозначенных треугольниками (окружность с крестиком в центре на том же графике). Можно сказать, что в среднем, для областей с высокой активностью характерны более высокие значения суммарного тока, чем для областей с низкой активностью. Подобный результат указывает на то, что большой ток не обязателен для формирования в АО условий, приводящих к сильным вспышкам. С другой стороны, большой по абсолютной величине электрический ток – не гарантия мощных вспышечных процессов. Энергия, запасенная в электрическом токе может тратиться на иные процессы, и только малая ее часть реализуется в виде вспышек различной мощности. Этот вывод подтверждается и рядом исследований других авторов (см., напр., Zaitsev et al., 1998).



**Рис. 3.9.** Корреляционные графики между величиной вспышечного индекса (FI) АО и усредненными по времени величинами суммарного беззнакового тока  $\overline{I_{z \text{ tot}}}$  (вверху) и средней беззнаковой плотностью вертикального электрического тока  $\langle |j_z| \rangle$  (внизу), построенных по данным Таблицы 3.3. Области с низкой активностью (только вспышки рентгеновских классов C) отмечены на графиках треугольниками, области с высокой активностью (с зафиксированными вспышками рентгеновских классов M и/или X) – звездочками. На верхнем графике также отмечены средние значения  $\overline{I_{z \text{ tot}}}$  для всех областей с низкой активностью (кружочек с крестиком внутри) и для областей с высокой активностью (кружочек с

точкой внутри). Вертикальная пунктирная линия на нижнем графике отображает уровень  $2.7 \text{ мА м}^{-2}$  (для более подробной информации см. текст).

Выбор величины суммарного беззнакового тока  $I_{z\ tot}$ , вычисляемого по формуле (3.7), в качестве одного из исследуемых параметров, обусловлен тем, что данная величина пропорциональна величине «свободной» магнитной энергии, запасенной в электрическом токе,  $W_{tot} = \sum W_{i,j} \sim \sum I_{i,j}^2$ .

Иная картина наблюдается, если изучить связь между FI и средней беззнаковой плотностью вертикального тока в АО (см. Рис. 3.9). Как и ранее на графиках временных вариаций средних величин плотностей вертикального и горизонтального токов (см. Рис. 3.6 и 3.7), здесь можно провести границу, соответствующую величине  $\langle \overline{|J_z|} \rangle \approx 2.7 \text{ мА м}^{-2}$  (вертикальная пунктирная линия на нижнем графике Рис. 3.6). Слева от этой границы будут находиться АО с низкой активностью (со вспышками только рентгеновского класса C) Исключением являются две области, находящиеся слева от границы, но со вспышками класса M – NOAA 11777 и 11899. При более детальном исследовании оказывается, что обе эти области к моменту наблюдения прошли стадию максимума своего развития и являлись затухающими. За время мониторинга этих областей сильных вспышек в них зафиксировано не было, и, соответственно, величина  $\langle \overline{|J_z|} \rangle$  также была ниже предельного значения. Таким образом, поведение параметров тока в данных АО не противоречит общей тенденции. Справа от границы  $2.7 \text{ мА м}^{-2}$  расположены области, в которых зафиксирована хотя бы одна вспышка рентгеновского класса M1.0 или выше, а также группа областей с низкой активностью. Анализ данных по группам с низкой активностью, лежащими правее границы показал, что большая их часть является областями типа B по классификации, данной в работах Жукова (2018) и Abramenko et al. (2018).

Также следует обратить внимание на восьмой столбец таблицы, в котором указана средняя за время мониторинга величина разбаланса

вертикального электрического тока в исследуемых АО. Разбаланс тока во всех 39 случаях оказывается достаточно низким (не более 7%), в отличие от разбаланса магнитного поля, который может достигать нескольких десятков процентов (Abramenko et al., 1996). Для 11 АО из представленной выборки среднее за время наблюдения значение разбаланса вертикального тока составляет меньше 1%. Такое поведение величины  $\overline{\rho(J_z)}$  указывает на замкнутость токовых структур всех масштабов в пределах АО и хорошую электроизолированность областей друг от друга.

### 3.6. Выводы к третьей главе

Проведено сравнение двух методов вычисления вертикальных электрических токов в атмосфере Солнца – классического (дифференциального) и интегрального. Анализ показал ряд преимуществ интегрального метода по сравнению с дифференциальным. В частности:

1. Интегральный метод расчета вертикальных электрических токов является более точным, чем дифференциальный метод, поскольку при вычислении величины тока используются данные о компонентах вектора магнитного поля в большем числе узлов сетки (пикселей).
2. Величина шума при расчетах тока интегральным методом оказывается существенно ниже, чем при соответствующих расчетах дифференциальным методом. При этом линейные размеры токовых структур полностью сохраняются. Таким образом, интегральный метод может быть использован как эффективный механизм сглаживания шумов без потерь информации о значимых токовых структурах.
3. При использовании интегрального метода отсутствует необходимость дифференцировать магнитное поле, что обеспечивает отсутствие ложных сигналов в результатах вычислений.

Сравнение вертикальных электрических токов, рассчитанных интегральным методом по исходным данным о компонентах вектора магнитного поля, полученных двумя различными приборами – HMI/SDO и SOT/Hinode, – показало хорошую корреляцию между ними (коэффициент корреляции Пирсона  $k = 0.77$ ). Следовательно, данные о токах являются достоверными, и интегральный метод вычисления вертикальных электрических токов может применяться на массивах данных любых инструментов, позволяющих получить информацию о структуре вектора магнитного поля в атмосфере Солнца.

Интегральный метод, как более точный, был применен для расчета параметров вертикального электрического тока для 39 АО 24-го цикла солнечной активности. Для каждой АО из анализируемой выборки были вычислены параметры горизонтального (используя методику, описанную в Главе 2) и вертикального (с применением интегрального метода) тока, изучены их временные вариации. Получены следующие результаты:

1. Низкий разбаланс вертикальных электрических токов в исследуемых областях (не выше 7%) говорит о замкнутости токовых структур всех масштабов в пределах АО и хорошей электроизолированности отдельных областей друг от друга.
2. Существует слабо выраженная связь между суммарным беззнаковым вертикальным электрическим током  $I_{z\ tot}$  и уровнем вспышечной активности АО (коэффициент корреляции  $k = 0.48$ ). Подобный характер зависимости может объясняться тем, что лишь малая часть магнитной энергии, запасенной в электрических токах, высвобождается в виде вспышек различной мощности.
3. Статистический анализ всех событий показывает существование зависимости между усредненной за время мониторинга АО средней беззнаковой плотностью вертикального электрического тока в фотосфере  $\langle \overline{|J_z|} \rangle$  и вспышечным индексом области с коэффициентом

корреляции  $k = 0.72$ . Более высокий уровень вспышечной активности соответствует значениям величины  $\langle \overline{|J_z|} \rangle$ , превышающим  $2.7 \text{ mA m}^{-2}$ . При более низких значениях  $\langle \overline{|J_z|} \rangle$ , наблюдается крайне низкая вспышечная продуктивность АО, а энергия, запасенная в электрическом токе, высвобождается, по-видимому, в виде других диссипативных процессов.

4. Электрические токи в фотосфере, очевидно, несут энергию для вспышек, но опосредованно. Токи создают лишь предпосылки непотенциальности в короне, а время накопления энергии для мощных вспышек составляет не менее 12-20 часов.

## Глава 4

### Крупномасштабные электрические токи в активной области: методика обнаружения, связь со вспышечной активностью

#### 4.1. Введение к главе 4

Общепризнано, что энергия, выделяемая во время солнечных вспышек и корональных выбросов массы, накапливается в короне над АО в виде так называемой «свободной» магнитной энергии, носителями которой являются электрические токи (Abramenko et al., 1991; Melrose, 1991; Wang et al., 1996; Schrijver et al., 2005; Aschwanden, 2013; Fleishman, Pevtsov, 2018; Toriumi, Wang, 2019; и др.).

В последние десятилетия в контексте исследования электрических токов, в числе прочих, активно обсуждаются две проблемы: 1) вопрос происхождения электрических токов в солнечной атмосфере и 2) вопрос о том, являются ли токи скомпенсированными. Скомпенсированность электрических токов означает, что суммарный ток по любой из двух магнитных полярностей в АО является близким к нулю (Wheatland, 2000). В этом случае токовая система, связанная с магнитной трубкой, должна состоять из прямого тока (предположительно протекающего в центральной части трубки) и обратного (поверхностного) тока.

Относительно первого вопроса, на современном этапе рассматриваются два вероятных механизма, с помощью которых электрические токи могут накапливаться в короне. Первый из них обусловлен скручиванием или сдвигом магнитной силовой трубки движениями (под)фотосферной плазмы (McClymont, Fisher, 1989; Török, Kliem, 2003; Aulanier et al., 2005; Dalmasse et al., 2015). В рамках альтернативной теории предполагается, что из-под фотосферы всплывает магнитная трубка с уже сформированной собственной системой электрических токов (Leka et al., 1996; Longcope, Welsch, 2000),

то есть скручивание трубки происходит уже на этапе ее формирования и/или во время всплытия в конвективной зоне (Cheung, Isobe, 2014).

Вопрос о скомпенсированности токовых систем является более сложным. Наблюдения показывают, что, хотя электрические токи, интегрированные по площади всей АО, являются в высокой степени скомпенсированными (см., напр., Abramenko et al., 1996; Schrijver et al., 2008; Georgoulis et al., 2012), токи, просуммированные по какой-либо одной магнитной полярности, не являются сбалансированными (Georgoulis et al., 2012). Одним из свидетельств в пользу того, что системы электрических токов в АО не в полной степени скомпенсированы, является уже хорошо известное правило сегрегации знака токовой спиральности АО в противоположных полушариях (Seehafer, 1990; Pevtsov et al., 1994; Abramenko et al., 1996; Bao, Zhang, 1998). Действительно, согласно Wheatland (2000), так как большинство областей демонстрируют ненулевую среднюю токовую спиральность  $\langle \mathbf{B}_z \mathbf{j}_z \rangle$ , суммарный электрический ток, определяемый по противоположным магнитным полярностям, должен быть ненулевым и иметь противоположные знаки, так, что ток протекает через хромосферу и корону из одной магнитной полярности в другую.

Появление современных инструментов для исследования Солнца (напр., SOT-SP/Hinode, Kosugi et al., 2012; HMI/SDO, Schou et al., 2012; Liu et al., 2012), позволяющих получать информацию о векторе магнитного поля в солнечной фотосфере с высоким пространственным и временным разрешением, а также на протяжении длительных временных интервалов, позволили исследователям более подробно изучить динамику электрических токов в АО. Характер эволюции электрических токов на примере вспышечно-активной области NOAA 10930 изучался в ряде работ (напр., Ravindra et al., 2011; Georgoulis et al., 2012). В данной АО наблюдались мощные шировые движения вдоль линии раздела полярностей (ЛРП), обусловленные всплытием нового магнитного потока. Область являлась

источником нескольких вспышек высоких рентгеновских классов М и Х (Kubo et al., 2007). Ravindra et al. (2011) были рассчитаны суммарные электрические токи отдельно по положительной и отрицательной магнитным полярностям области NOAA 10930 и обнаружено их нарастание в обеих полярностях одновременно с возникновением магнитного потока. Кроме того, суммарные токи изменялись в противофазе так, как будто электрический ток протекал от одной полярности в корону и возвращался обратно в фотосферу в другой полярности. Авторы объяснили изменения суммарных электрических токов вариациями величины шира вдоль ЛРП, где были сконцентрированы наиболее сильные токи.

Georgoulis et al. (2012) использовали достаточно сложную методику для обнаружения нескомпенсированных токов в АО. Они проанализировали две области – вспышечно-активную NOAA 10930 и спокойную NOAA 10940. Магнитограммы каждой АО были разделены на участки, причем каждый такой участок представлял собой отдельный магнитный элемент одной магнитной полярности. Для каждого участка был рассчитан суммарный электрический ток. Предполагалось, что участок нескомпенсирован, если суммарный ток в нем превышает вычисленный шумовой порог. Авторы обнаружили, что в NOAA 10930 наиболее сильный нескомпенсированный ток наблюдается в участках, расположенных вдоль ЛРП. Нескомпенсированные токи в АО NOAA 10940 были менее выражены, чем в NOAA 10930, так как область не обладала мощной ЛРП. Интересно, что в обеих АО участки одинаковой магнитной полярности имели одинаковый знак нескомпенсированного тока.

Gosain et al. (2014) проанализировали картины распределения электрических токов в двух униполярных областях NOAA 11084 и 11092. Данные высокого пространственного разрешения, предоставленные SOT-SP/Hinode, позволили авторам изучить распределение электрического тока внутри тени и полутени исследуемых пятен. Вдоль фибрилл в полутени

пятен были обнаружены удлиненные участки сильного электрического тока чередующегося знака. Для выявления закономерностей крупномасштабных токов, связанных с возможной глобальной закруткой, авторы разложили электрический ток на составляющие, параллельные и ортогональные поперечному магнитному полю. Хотя анализируемые пятна демонстрировали различную меру закрутки, картины электрических токов были достаточно близки между собой. В исследуемых АО был обнаружен сильный положительный ток в области тени пятна. Тонкое кольцо отрицательного электрического тока в обоих случаях окружало положительный по знаку ток. Авторы предположили, что эта особенность может указывать на наличие обратных токов.

Liu et al. (2017) изучили взаимосвязь между нескомпенсированными электрическими токами, углом магнитного шира и вспышечными событиями в четырех АО. Они предположили, что электрические токи противоположных знаков в пределах одной магнитной полярности представляют собой прямые и обратные токи. Их подход показал, что соотношение прямого и обратного токов близко к единице в спокойных АО, что подразумевает почти полную скомпенсированность токовых систем. С другой стороны, АО с отличным от единицы соотношением прямого и обратного тока демонстрировали более высокий уровень активности, что подтверждает более ранние результаты Georgoulis et al. (2012) и Ravindra et al. (2011). Можно предположить, что вспышечная продуктивность области обратно пропорциональна степени скомпенсированности токовых систем. Данный вывод был дополнительно подтвержден в недавнем статистическом исследовании Kontogiannis et al. (2017), в рамках которого была изучена взаимосвязь нескомпенсированных токов со вспышечной продуктивностью АО. Их данные охватывали 336 случайных дней с сентября 2012 года по май 2016 года, что формировало массив данных из почти десяти тысяч записей. Методика, описанная в работе Georgoulis et al. (2012), была использована для

оценки нескомпенсированных токов и уровней их шумов. Kontogiannis et al. (2017) показали, что суммарный нескомпенсированный ток является хорошим предиктором вспышечной продуктивности АО.

Существование обратных токов – важный ингредиент ряда теоретических моделей, которые сосредоточены на взаимосвязи между электрическими токами и корональными выбросами массы (напр., Demoulin and Aulanier 2010; см. также введения в Georgoulis et al., 2012 и Dalmasse et al., 2015). Упрощенные теоретические предсказывают, что, безотносительно к механизму генерации электрических токов в солнечной атмосфере, электрический ток в замкнутой и изолированной скрученной/смещенной магнитной силовой трубке должен быть скомпенсирован (см., напр., Melrose, 1991; Parker, 1996). Melrose (1991) предположил, что неспособность обнаружить обратные токи может быть объяснена либо очень низкими величинами (ниже порога обнаружения) этих токов, которые к тому же распределены по обширной зоне в пределах АО, либо тем, что эти токи сконцентрированы на небольших неразрешенных участках. Альтернативное объяснение состоит в том, что замыкающие токи могут располагаться ниже уровня фотосферы (см. Рис. 3 и 4 в Melrose, 1995).

Инструментальные ограничения не существуют для трехмерного магнитогидродинамического (МГД) численного моделирования. Так, как прямой, так и обратный токи были обнаружены в изначально потенциальной силовой магнитной трубке, напряженной фотосферным скручиванием, в моделировании, выполненном Aulanier et al. (2005). Здесь диффузные обратные токи наблюдались вокруг каждой магнитной полярности. Проблема нейтрализации тока была решена в численном 3D-МГД-моделировании всплывающей токнесущей магнитной силовой трубки, проведенном в работе Török et al. (2014). В их эксперименте, магнитный поток с изначально скомпенсированными токами плавно выходил в плоскую стратифицированную атмосферу. Сложное перераспределение электрических

токов наблюдается после начала интенсивного всплытия. При этом выше уровня фотосферы наблюдались уже преимущественно прямые токи, что приводило к возникновению сильных нескомпенсированных токов на корональных высотах.

Формирование нескомпенсированных токов также было тщательно изучено в 3D-МГД-моделировании Dalmasse et al. (2015), где потенциальные линейно связанные магнитные поля были напряжены фотосферным скручиванием и шировыми движениями. Авторы утверждали, что формирование нейтральной системы электрических токов является скорее исключением, чем правилом.

Приведенный выше обзор показывает, что фотосферные электрические токи в АО, по-видимому, не являются скомпенсированными. Более того, степень нескомпенсированности, по всей видимости, связана со вспышечной продуктивностью области. Несмотря на большую важность этого вывода, как с теоретической, так и с прогностической точек зрения, данный подход не предлагает надежного способа выявления крупномасштабной, распределенной по большой площади системы электрического тока, поскольку в этом случае требование однополярности может быть нарушено. В общем случае большие по абсолютной величине крупномасштабные токи могут быть распределены на площади, включающей части обеих магнитных полярностей. Как же тогда очертить границу такой токовой системы?

Здесь мы возобновляем подход, который был предложен ранее в работах Абраменко, Гопасюк (1987), Абраменко и др. (1988) и Abramenko et al. (1991). Суть предложенного метода состоит в разложении наблюдаемого вектора поперечного магнитного поля  $\mathbf{B}_t$  на две составляющие: параллельную восстановленному потенциальному поперечному полю и ортогональную потенциальному поперечному полю,  $B_{t\perp}$ . Последняя,  $B_{t\perp}$ , обусловлена исключительно присутствием электрических токов.

В этих исследованиях было показано, что в некоторых частях АО, особенно вблизи крупных пятен, компонента поля  $B_{\perp}$  образует крупномасштабную вихревую структуру (с незначительными возмущениями). Такая структура представляет собой азимутальное магнитное поле, связанное с обширным вертикальным током – глобальным электрическим током. Граница вихря  $B_{\perp}$  охватывает эту крупномасштабную токовую структуру. Данный подход не опирается на полярность магнитных элементов, охваченных вихрем, что отличает его от методик, описанных выше. Имея магнитографические данные низкого разрешения, были обнаружены глобальные токи величиной порядка  $2 \times 10^{12}$  А (Абраменко, Гопасюк, 1987; Abramenko et al., 1991). В этих исследованиях были проанализированы две биполярные АО, расположенные в разных полушариях. В каждой области были обнаружены два больших вихря: один вокруг ведущего пятна, а другой, менее выраженный, охватывал пятна в хвостовой части АО. В обеих областях глобальный электрический ток был направлен вверх в ведущем вихре и вниз в хвостовом. Поскольку локальные мелкомасштабные вертикальные токи в каждом случае были хорошо сбалансированы, был сделан вывод, что глобальный ток ведущего вихря замкнут (через хромосферу и корону) в хвостовом вихре.

Исследования, представленные в Главе 4, являются логическим продолжением работ крымских астрономов конца 80-х годов 20-го века. Взяв за основу предложенный метод обнаружения крупномасштабных токовых систем, адаптировав его под данные современных инструментов для изучения Солнца и модернизировав, соискатель ставит перед собой задачу изучения характера взаимосвязи между динамикой крупномасштабных электрических токов в АО и эволюцией вспышечной активности области. Материалы четвертой главы диссертационного исследования базируются на работах Фурсяк, Абраменко (2017), Фурсяк, Абраменко (2018a), Фурсяк и др. (2018), Фурсяк и др. (2019), Fursyak et al. (2020b).

## 4.2. Объекты и данные наблюдений

Объектами исследования были выбраны шесть АО 24-го цикла солнечной активности. Основные параметры исследуемых областей представлены в Таблице 4.1. Отбор областей осуществлялся согласно следующим критериям:

- 1) В анализируемой выборке должны быть представлены АО как с низким, так и с высоким уровнем вспышечной продуктивности. Критерием уровня вспышечной продуктивности АО выступала величина вспышечного индекса (FI, Abramenko, 2005), применяемая также и в Главе 3. Области в Таблице 4.1 упорядочены по возрастанию значений величины FI (см. третий столбец таблицы).
- 2) Вспышечно-продуктивные АО должны представлять собой существенно различные магнитные структуры. Так, в представленной выборке область NOAA 12158 является примером группы-нарушителя закона Хейла, NOAA 12371 представляет собой регулярную биполярную группу, а NOAA 12192 – мультиполярную, с развивающейся на протяжении времени мониторинга  $\delta$ -структурой.

Основной объем исследований, представленных в Главе 4, выполнен на основе магнитограмм компонент вектора магнитного поля в фотосфере, получаемых прибором HMI/SDO. За каждый 12-минутный интервал для каждой АО анализируемой выборки за соответствующее время мониторинга (см. второй столбец Таблицы 4.1) получены SHARP-магнитограммы (Bobra et al., 2014; Hoeksema et al., 2014): напряженности магнитного поля ( $B_f$ ), наклона ( $B_i$ ) и азимута ( $B_a$ ) (серия данных hmi.sharp\_720s).

Чтобы минимизировать влияние ошибок, обусловленных эффектом проекции, мониторинг каждой из исследуемых АО проводился во временной интервал, на протяжении которого область находилась на расстоянии не более  $\pm 35^\circ$  по долготе относительно центрального меридиана (в среднем четыре дня). При принятых условиях ось  $z$  совпадает или близка к

направлению луча зрения и  $B_z \approx B_{LOS}$ . В таком случае компоненты вектора магнитного поля можно рассчитать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} B_x &= B_f \sin(B_i) \sin(B_a) \\ B_y &= -B_f \sin(B_i) \cos(B_a) \\ B_z &= B_f \cos(B_i) \end{aligned} \right\} \quad (4.1).$$

**Таблица 4.1.** Некоторые параметры исследуемых областей.

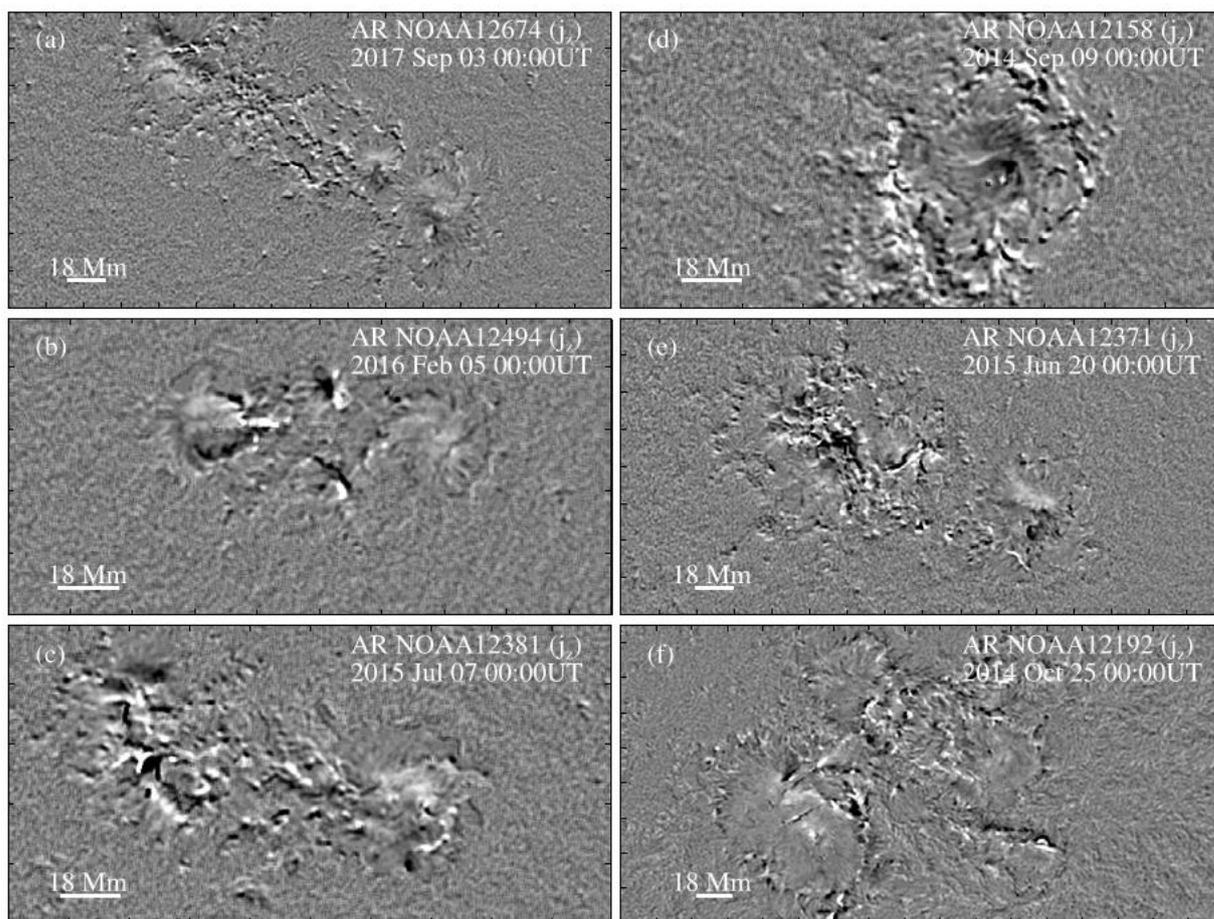
Номер области (NOAA) / полусфера	Время мониторинга АО	FI	$\bar{\Phi}$ , $10^{22}$ Мкс	$\bar{I}_{tot}$ , $10^{15}$ А	$\bar{I}_{net}$ , $10^{12}$ А	$\bar{I}_{distr}$ , $10^{12}$ А	$\overline{\rho(J_z)}$ , %	$\overline{\rho(B_z)}$ , %
1	2	3	4	5	6	7	8	9
12674 (N)	03.09.- 06.09.2017	0.76	2.47	3.74	-1.27	5.98	-0.034	-9.270
12494 (S)	05.02.- 07.02.2016	1.02	0.73	1.13	0.37	8.23	0.033	-14.757
12381 (N)	07.07.- 10.07.2015	5.43	1.38	2.37	-1.78	2.91	-0.075	0.039
12158 (N)	09.09.- 12.09.2014	13.30	1.45	2.48	0.54	-12.53	0.022	3.970
12371 (N)	20.09.- 23.06.2015	20.13	2.97	3.36	3.26	23.60	0.097	2.125
12192 (S)	22.10.- 25.10.2014	123.44	9.53	10.51	6.52	58.14	-0.062	-2.074

Динамика вспышечной активности исследуемых АО оценивалась по регистрируемому КА серии GOES потоку рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8Å на орбите Земли. Дополнительно, для анализа структуры и динамики вспышек, были использованы фотогелиограммы

Солнца в канале  $1600\text{\AA}$ , получаемые прибором AIA/SDO (Lemen et al., 2012), доступные на том же ресурсе JSOC, что и магнитограммы HMI/SDO, составляющие основу исходных данных для решения задач Главы 4.

### **4.3. Выявление непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля. Обнаружение крупномасштабных электрических токов по косвенному признаку**

Здесь нами применен интегральный метод расчета плотности вертикального электрического тока в каждом пикселе исходных магнитограмм (описание методики см. в п. 3.3 Главы 3), в отличие от работ Wilkinson et al. (1992), Georgoulis et al. (2012), Kontogiannis et al. (2017) и др., где интегральный метод применялся для вычисления, по сути, суммарного вертикального тока по обширной области, охватывающей магнитное поле одной полярности в АО. Типичные распределения величин плотности локального вертикального электрического тока в исследуемых областях, вычисленные нами, представлены на Рис. 4.1. Для каждой карты токов, полученной в течение анализируемого временного интервала (см. Таблицу 4.1), были рассчитаны величины беззнакового суммарного вертикального тока  $I_{tot}$  как сумма абсолютных значений плотности тока, умноженная на площадь пиксела, а также нескомпенсированного тока по всей магнитограмме  $I_{net}$  (сумма значений плотности тока, взятых со своими знаками, умноженная на площадь пиксела). Усредненные по времени значения этих параметров представлены соответственно в пятом и шестом столбцах Таблицы 4.1. Также был рассчитан разбаланс локальных вертикальных электрических токов и магнитного потока (их усредненные по времени значения приведены в последних двух столбцах таблицы, а формулы для расчета даны в п. 3.3 Главы 3).



**Рис. 4.1.** Примеры карт распределения плотности вертикального электрического тока в областях NOAA 12674 (a), 12494 (b), 12381 (c), 12158 (d), 12371 (e) и 12192 (f), вычисленных интегральным методом на основе данных о компонентах поперечного магнитного поля в фотосфере. Карты масштабированы от  $-0.02 \text{ A m}^{-2}$  (черное) в  $0.02 \text{ A m}^{-2}$  (белое).

На картах распределения величины плотности вертикального тока, представленных на Рис. 4.1, хорошо видны локальные электрические токи и вытянутые структуры обоих знаков, которые, по всей видимости, представляют собой проекцию горизонтальных токовых жгутов. Однако более крупных по масштабу токовых структур здесь увидеть не удастся. Если крупномасштабные токи и существуют, то они распределены на значительной площади, а это значит, что для их обнаружения необходимо привлекать косвенные методы. В основе применяемой методики лежит известный физический факт: электрический ток образует вокруг себя

вихревое магнитное поле. Следовательно, распределенный по большой площади крупномасштабный вертикальный электрический ток должен проявлять себя через регулярное отклонение поперечного магнитного поля от потенциальности, то есть как организованное вихревое азимутальное магнитное поле. Поэтому можно обнаружить распределенные токи, анализируя отклонение наблюдаемых линий поперечного магнитного поля от соответствующей потенциальной конфигурации.

Для решения задачи по обнаружению крупномасштабных токовых структур в исследуемых АО были выполнены следующие действия (соответствующие этапы отмечены римскими цифрами на Рис. 4.2):

- I.** Для каждой векторной магнитограммы рассчитано потенциальное поперечное магнитное поле (синие стрелки на Рис. 4.2) на основе наблюдаемой компоненты  $B_z$  магнитного поля области с использованием IDL-кода CFF1N (Sakurai, 1982).
- II.** Вектор наблюдаемого поперечного магнитного поля (красные стрелки на Рис. 4.2)  $\mathbf{B}_t \equiv (B_x, B_y)$  сопоставлен с вектором потенциального поперечного поля.
- III.** В каждом пикселе магнитограммы вектор наблюдаемого поперечного поля разложен на две составляющие: компоненту, параллельную поперечному потенциальному магнитному полю, и компоненту, ортогональную направлению вектора поперечного потенциального поля  $B_{t\perp}$ . Последняя обусловлена присутствием электрических токов. Далее в тексте будем называть  $B_{t\perp}$  непотенциальной составляющей поперечного магнитного поля (Рис. 4.2, зеленые стрелки).
- IV.** Проанализирована структура непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля АО. В окрестности крупных пятен в каждой АО исследуемой выборки обнаружены регулярные вихревые структуры  $B_{t\perp}$ , обусловленные наличием крупномасштабных, распределенных на значительной площади, электрических токов.

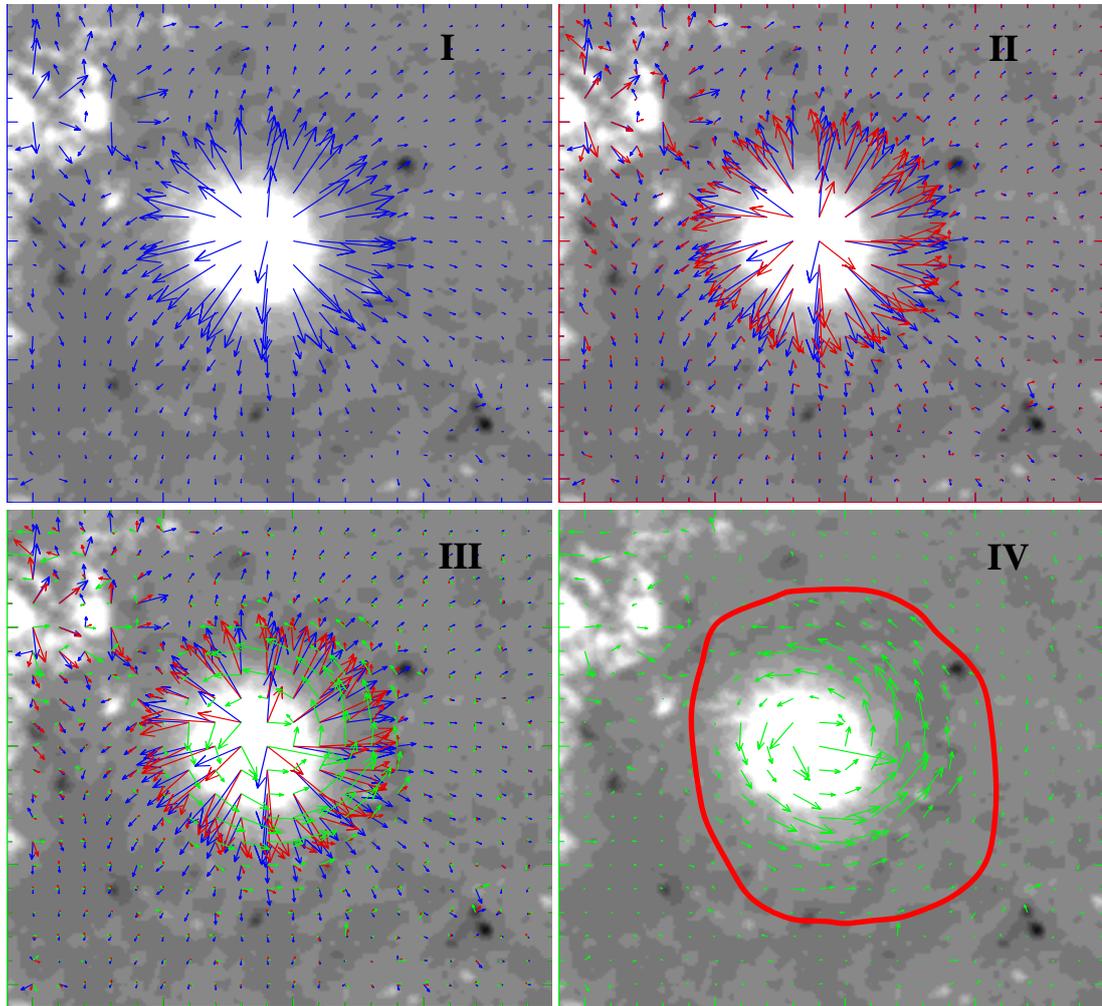
Вокруг пятна очерчивается контур  $C$ . Выбор границ контура подчиняется определенным правилам, а именно: 1) внутри контура сохраняется преобладающее направление закрутки вектора  $\mathbf{B}_{t\perp}$ ; 2) вектор  $\mathbf{B}_{t\perp}$  с внутренней стороны от границы контура направлен внутрь, образуя угол  $\leq 90^\circ$  с направлением на центр пятна, а с внешней – наружу (угол  $> 90^\circ$  с направлением на центр пятна); 3) граница контура проводится, если на большем расстоянии ввиду слабого поперечного поля определить направление вектора  $\mathbf{B}_{t\perp}$  не представляется возможным. Контур определяется на первой карте  $\mathbf{B}_{t\perp}$ , его форма сохраняется неизменной в течение всего интервала наблюдений, а расположение контура фиксируется относительно центра тяжести пятна. Центр тяжести измеряется по магнитограммам  $B_z$  компоненты магнитного поля, контур пятна определяется по уровню  $\pm 1000$  Гс. Величина распределенного тока  $I_{distr}$  рассчитывалась по соответствующей карте распределения величины плотности вертикального электрического тока в АО как сумма значений вертикального тока во всех пикселах, лежащих внутри контура  $C$ , независимо от знака  $B_z$ :

$$I_{distr} = \int_S j_z ds \quad (4.2),$$

где  $S$  – площадь, охваченная контуром  $C$  (плотности электрического тока в уравнении (4.2) берутся со знаком). Необходимо отметить, что вертикальная составляющая магнитного поля не относится непосредственно к расчетам  $I_{distr}$ , а только косвенно через определение контура  $C$  (как граничного условия для расчетов потенциального поля).

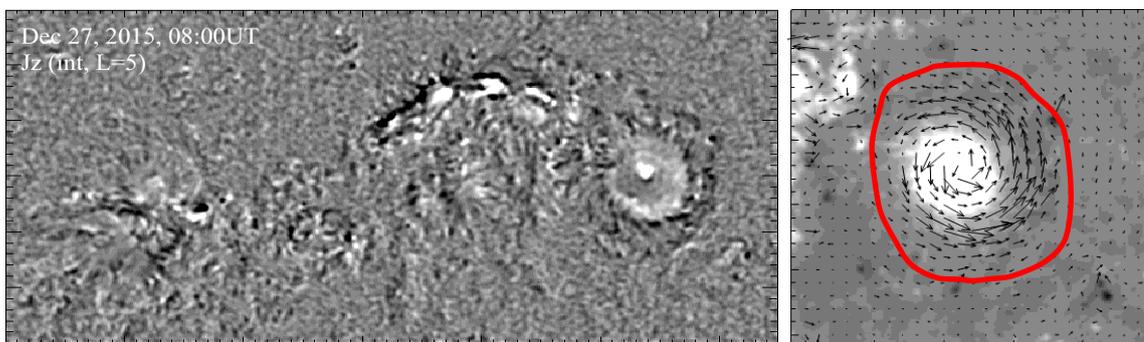
Знак  $I_{distr}$  положителен, когда результирующий ток направлен к наблюдателю, и отрицателен в противоположном случае. Направление и знак величины распределенного электрического тока также может быть выведен из направления вихревой структуры непотенциального поперечного

магнитного поля: распределенный электрический ток, направленный в сторону наблюдателя (положительный по знаку), связан с преимущественным направлением закрутки  $\mathbf{V}_{t\perp}$  против часовой стрелки.



**Рис. 4.2.** Этапы обнаружения распределенного тока на примере лидера АО NOAA 12473. Синими стрелками показан вектор потенциального поперечного магнитного поля области, красными стрелками – вектор реального (наблюдаемого) поперечного поля, зелеными стрелками – вектор непотенциальной компоненты поперечного поля  $\mathbf{V}_{t\perp}$ , наличие которой обусловлено присутствием электрических токов. Длина стрелок в каждом случае пропорциональна абсолютной величине соответствующего вектора. Красной кривой на рисунке, соответствующем этапу IV, показан контур, внутри которого по карте токов рассчитывается величина распределенного электрического тока  $I_{\text{distr}}$ .

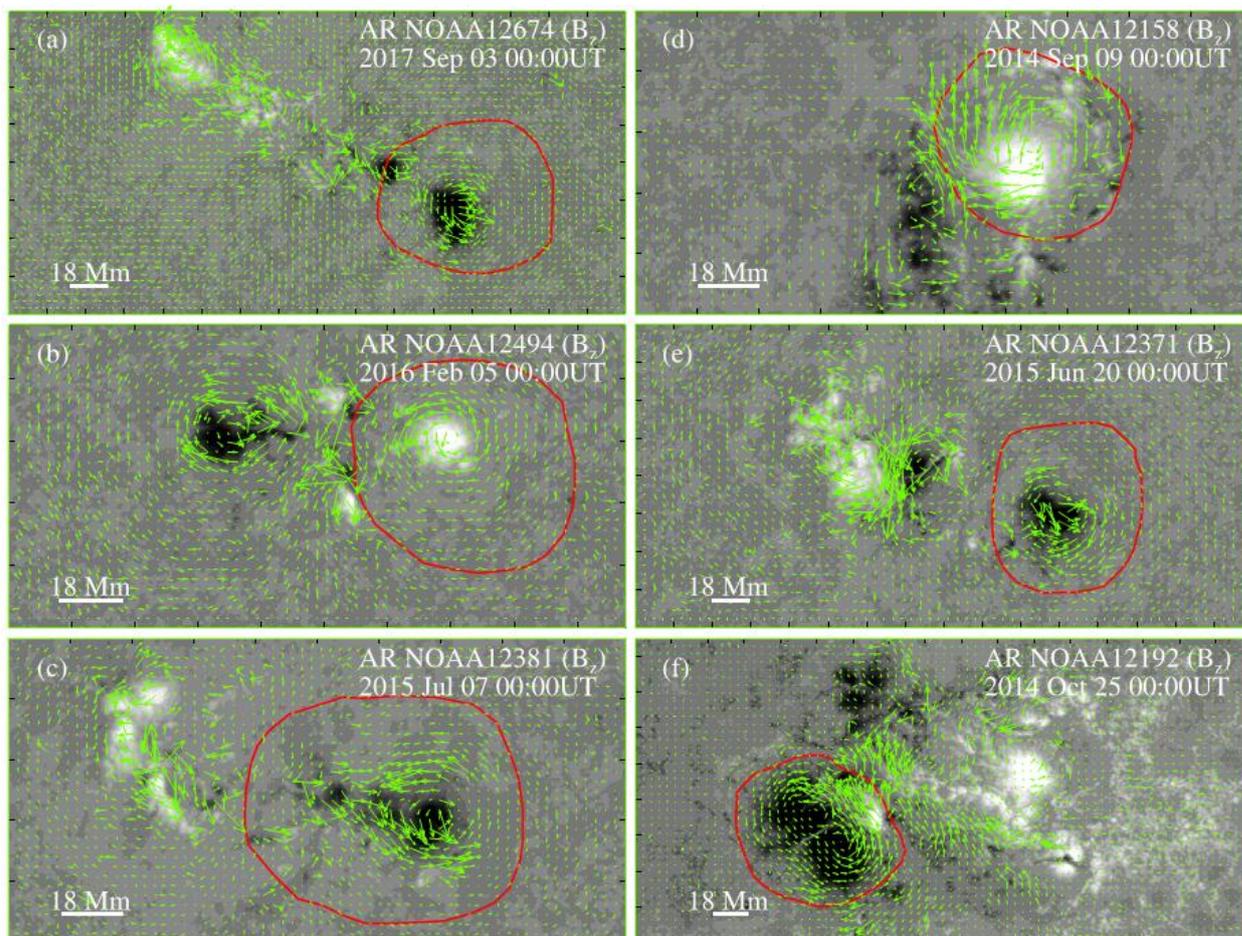
На Рис. 4.3 представлен пример вихревой структуры непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля в окрестности лидирующего пятна области NOAA 12473, взятый из работы Фурсяк, Абраменко (2017).



**Рис. 4.3.** Слева – карта распределения величины плотности вертикального электрического тока в области NOAA 12473 в 08:00 UT 27 декабря 2015 года. Справа – участок магнитограммы области NOAA 12473 в окрестности лидера группы с наложенной картой распределения непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля (черные стрелки). Регулярная закрутка вектора  $\mathbf{B}_{t\perp}$  против часовой стрелки указывает на наличие направленного вверх (положительного по знаку) крупномасштабного электрического тока. Красной кривой условно отмечен контур  $S$ , внутри которого вычислялась величина  $I_{distr}$ .

Рис. 4.4 показывает наличие вихревых структур  $B_{t\perp}$  в областях исследуемой выборки. Некоторые из них очень хорошо выражены (особенно вокруг крупных развитых пятен, в большинстве случаев в головной части области), в то время как другие, распределенные на оставшейся части АО (за исключением области NOAA 12192), показывают только намек на вихревую структуру с противоположным направлением закрутки. В наиболее сложной из исследуемых областей NOAA 12192 (Рис. 4.4, f) можно увидеть по меньшей мере две вихревые структуры, причем самая сильная из них связана с большим пятном отрицательной полярности. Следует обратить внимание, что вихри  $B_{t\perp}$  не связаны с какой-либо конкретной магнитной полярностью и могут охватывать обширную область, содержащую в себе структуры как положительного, так и отрицательного магнитного поля (см. Рис. 4.4, d и f).

В таких случаях небольшие участки противоположной (относительно основного пятна, вокруг которого сформирован вихрь) полярности внутри контура будут совпадать с локальными возмущениями когерентного вихря  $\mathbf{V}_{t\perp}$ . Появление или исчезновение подобных возмущений рассматриваются как признак эволюционных изменений в распределенном токе.



**Рис. 4.4.** Магнитограммы лучевой компоненты магнитного поля в фотосфере (фон) с наложенной картой распределения вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля  $\mathbf{V}_{t\perp}$  (зеленые стрелки) для исследуемых областей NOAA 12674 (a), 12494 (b), 12381 (c), 12158 (d), 12371 (e) и 12192 (f). Красные жирные кривые в каждом случае показывают контур, внутри которого вычислялась величина распределенного электрического тока.

Можно предположить, что наблюдаемый вихрь  $\mathbf{V}_{t\perp}$  в каждом из рассмотренных случаев связан с крупномасштабным распределенным вертикальным электрическим током, который замкнут, подобно магнитной

петле, через хромосферу и корону обратно на фотосферу, поскольку, как показали выполненные расчеты, вертикальные электрические токи в исследуемых областях очень хорошо сбалансированы (см. Таблицу 4.1, восьмой столбец). В случае биполярной АО распределенный ток, по-видимому, замкнут преимущественно на протяженной хвостовой части области: наблюдаемые там указания на наличие вихрей противоположного направления подтверждают это предположение. Если же рассматривать сложную мультиполярную магнитную конфигурацию (такую как NOAA 12192), то можно выявить несколько крупномасштабных токовых систем, сосуществующих в одной АО.

Усредненные по времени значения величины  $\overline{I_{distr}}$  для каждой из исследуемых АО представлены в седьмом столбце Таблицы 4.1. Данные таблицы показывают, что для всех АО нескомпенсированный ток,  $I_{net}$ , существенно слабее, чем ток внутри контура  $C$ , т.е.  $I_{distr}$ . Это означает, что очерчивание определенного контура для обнаружения крупномасштабной токовой структуры с преобладающим направлением тока действительно имеет смысл.

Можно оценить знак магнитной закрутки,  $\alpha$ , из известного соотношения:  $j_z = \alpha B_z$ . В общем случае направление закрутки связано с магнитной спиральностью системы магнитного потока. Для областей NOAA 12381 и 12674, расположенных в северном полушарии, магнитное поле в ведущем пятне отрицательно, следовательно, магнитная закрутка  $\alpha$  также отрицательна в соответствии с правилом полусфер для спиральности. Положительный по знаку распределенный ток в головной части области соответствует соотношению  $j_z = \alpha B_z$ .

Для АО NOAA 12494, расположенной в южном полушарии, наблюдается положительная полярность ведущего пятна и положительная магнитная закрутка, что и следовало ожидать согласно правилу полусфер для магнитной спиральности. Соответственно, в лидирующей части АО

наблюдается направленный вверх (положительный по знаку) распределенный электрический ток.

Более сложной выглядит ситуация для вспышечно-активных областей. Так, в случае NOAA 12371, которая является биполярной АО и подчиняется как закону полярности Хейла, так и правилу полусфер для спиральности, картина аналогична той, которая наблюдалась в спокойный АО с тем исключением, что величина распределенного тока оказывается существенно выше (см. седьмой столбец Таблицы 4.1).

АО NOAA 12158 расположена в северном полушарии, однако, вопреки закону полярности Хейла, полярность ведущего пятна была положительной. Распределенный ток, рассчитанный по контуру, охватывающему эту ведущую полярность, тем не менее, оказался отрицательным, что указывает на отрицательный знак магнитной спиральности  $\alpha$ . Это, в свою очередь, означает, что АО подчинялась правилу полусфер для спиральности. Действительно, соответствующие изображения в ультрафиолете указывают на общий поворот корональных петель вокруг ведущего пятна против часовой стрелки.

В области NOAA 12192 обнаружен направленный вверх распределенный электрический ток в окрестности большого хвостового пятна. Это означает, что данная АО не подчиняется правилу полусфер для магнитной спиральности. Эта своеобразная и наиболее крупная по общей площади пятен область 24-го цикла солнечной активности (Sheeley, Wang, 2015) более подробно будет рассмотрена в следующем пункте 4.4.

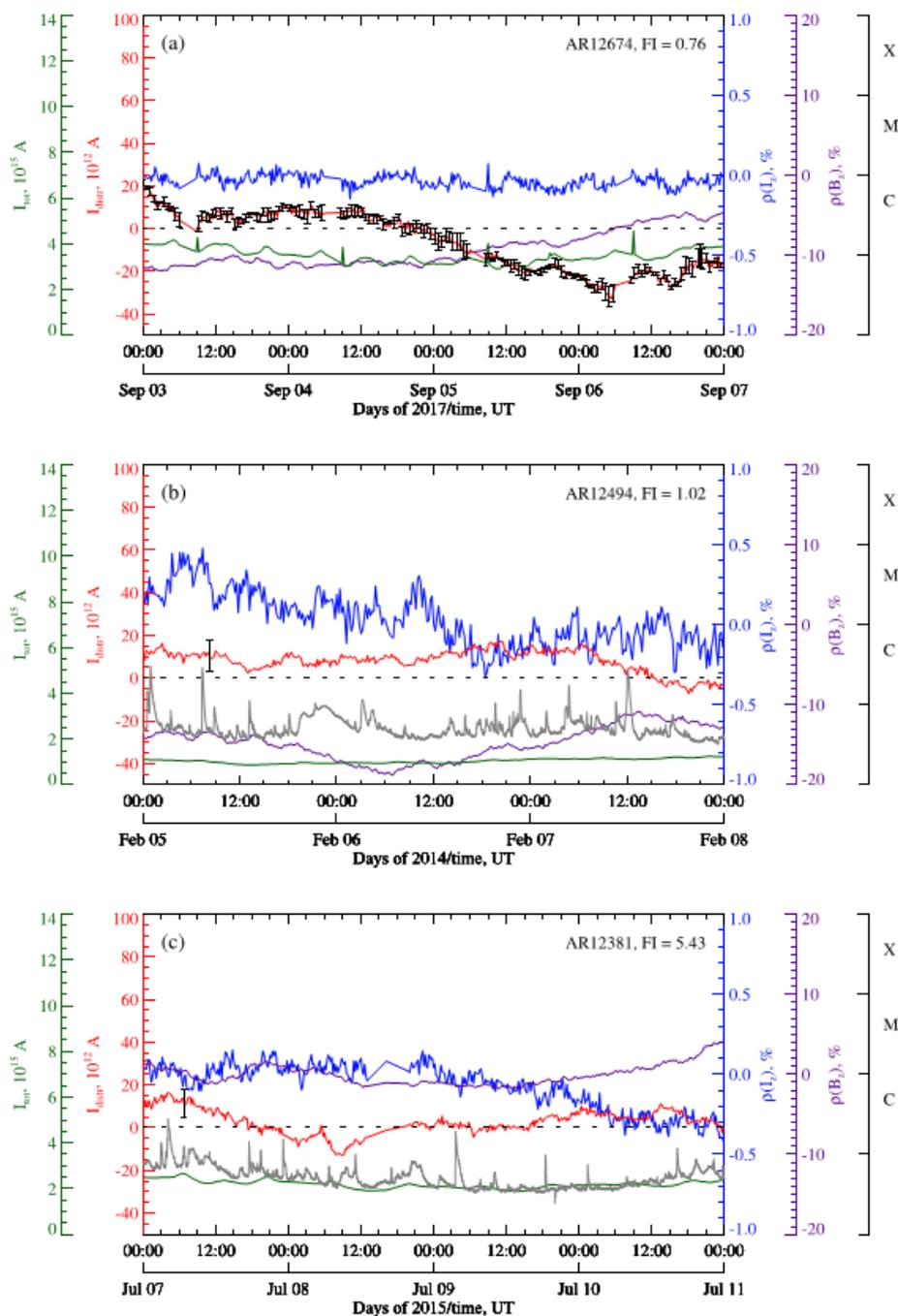
Наиболее интересным выводом, который следует из Таблицы 4.1, является то, что величина распределенного тока, обнаруженного в областях с высоким уровнем вспышечной активности, существенно превышает величину распределенного тока в спокойных АО. Этот факт побудил нас продолжить изучение временных вариаций распределенного тока и сравнить их с временными изменениями вспышечной активности АО.

#### 4.4. Распределенный (глобальный) электрический ток: динамика и связь со вспышечной продуктивностью активной области

Поскольку основной задачей Главы 4 выступает изучения характера взаимосвязи между динамикой распределенного электрического тока и вспышечной эволюцией АО, были изучены временные вариации величины  $I_{distr}$  внутри контуров, отмеченных на Рис. 4.4. Временные вариации распределенного электрического тока в спокойных АО, наряду с другими параметрами электрических токов и магнитных полей показаны на Рис. 4.5, а для областей с высокой вспышечной активностью – на Рис. 4.6. В ходе исследования было установлено, что наибольшие ошибки в расчетах  $I_{distr}$  обусловлены тем, что контур  $C$ , внутри которого вычисляется величина распределенного тока, очерчивается вручную. Для каждой АО было очерчено несколько контуров, и наибольшее отклонение в величине  $I_{distr}$  от среднего по всем контурам было взято в качестве бара ошибок. Бары ошибок для каждой третьей магнитограммы показаны на примере области NOAA 12674 (верхняя панель Рис. 4.3). Наибольшее отклонение от средней кривой временных изменений  $I_{distr}$  (за 4-дневный интервал мониторинга) показано для области NOAA 12674 жирным баром. Для остальных АО на соответствующих им графиках показаны только бары наибольшего отклонения от средней кривой временных вариаций  $I_{distr}$  за время мониторинга указанной области.

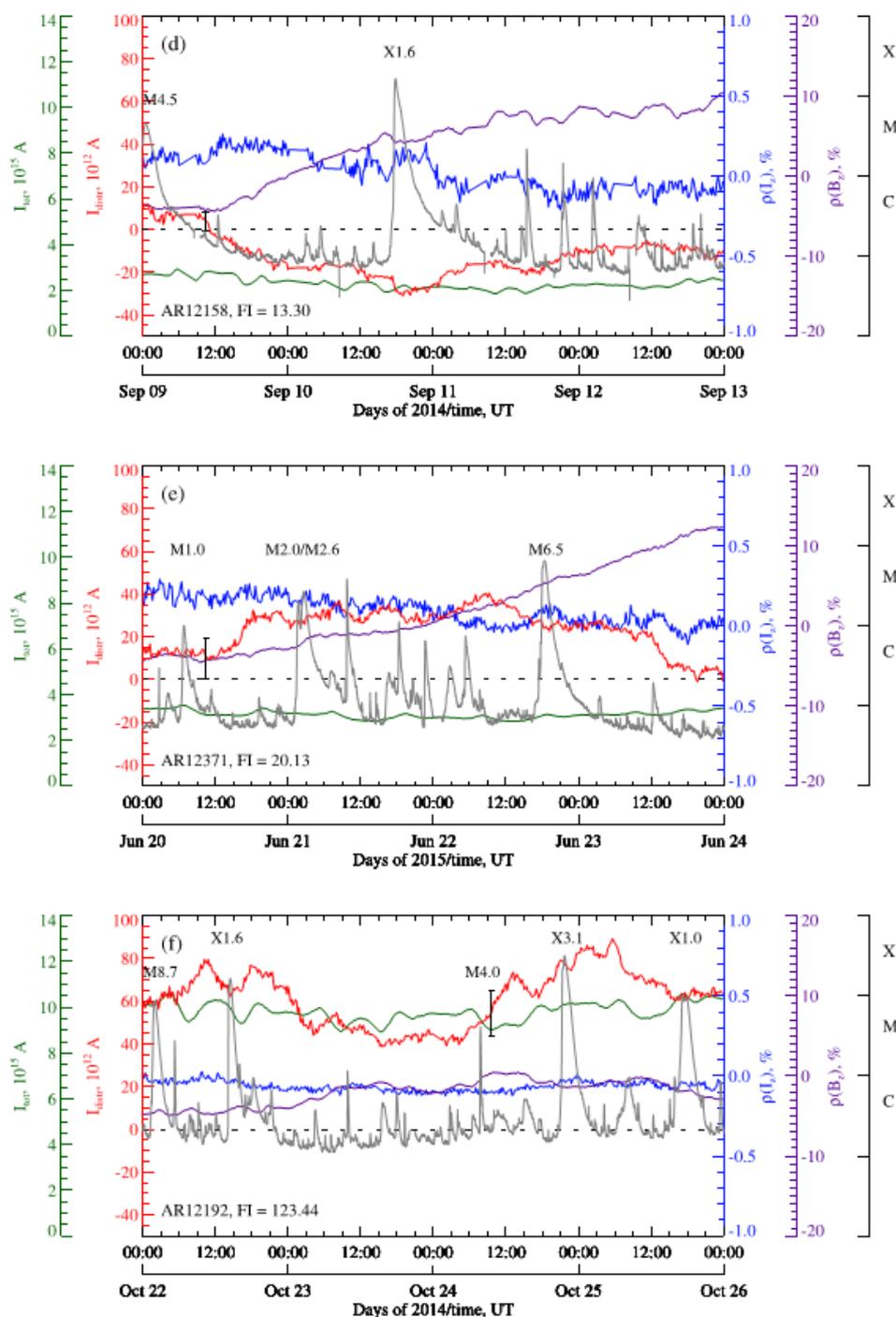
Обнаружено, что во всех исследуемых АО доминирующая ориентация вихря  $\mathbf{V}_{t\perp}$  (против часовой стрелки или по часовой стрелке) в течение времени мониторинга области сохранялась. Однако величина распределенного тока менялась со временем, и в отдельных случаях весьма существенно. Из графиков, представленных на Рис. 4.5 (см. красные кривые) видно, что в спокойных областях величина  $I_{distr}$  находится в диапазоне  $\pm 20 \times 10^{12}$  А, а знак  $I_{distr}$  может меняться. Такое поведение объясняется возникновением в области рассматриваемого вихря мелкомасштабных

электрических токов, часто достаточно больших по абсолютной величине, вызванных появлением или распадом магнитных элементов.



**Рис. 4.5.** Временные вариации величины распределенного электрического тока (красная кривая), суммарного электрического тока (зеленая), разбаланса вертикального электрического тока (синяя) и разбаланса магнитного потока (фиолетовая кривая) в спокойных АО исследуемой выборки. Поток рентгеновского излучения в диапазоне 1-8Å на орбите Земли (данные GOES-15) показан серой кривой (не указан на верхней панели из-за сильного доминирования соседней

области NOAA 12673). Бары ошибок в вычислении величины распределенного тока на примере NOAA 12674 показаны для каждой третьей карты токов, наибольшая погрешность здесь отмечена жирным. Для остальных АО указана только наибольшая ошибка.



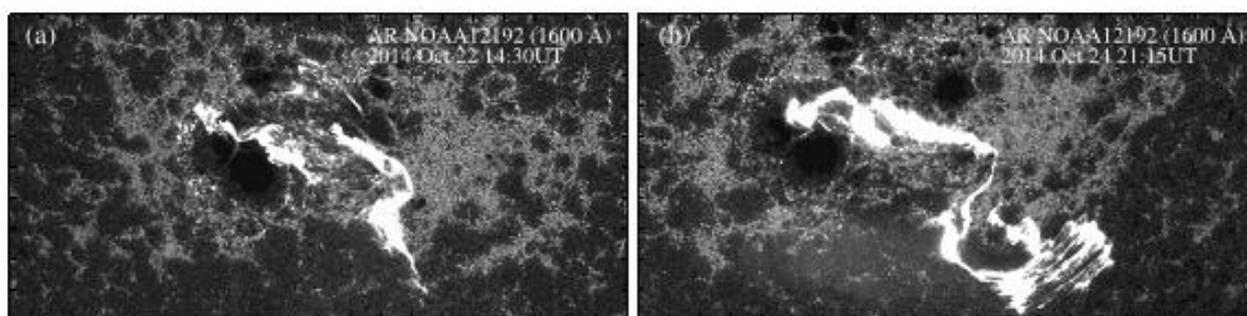
**Рис. 4.6.** То же самое, что и на Рис. 4.5, но для вспышечно-активных областей рассматриваемой выборки. Отмечены рентгеновские классы наиболее мощных вспышек, ассоциированных с исследуемой областью.

Области с высокой активностью обладают более мощными системами распределенного тока (абсолютные значения до  $95 \times 10^{12}$  А), поэтому возможные возмущения мелкомасштабными токовыми структурами не влияют на знак  $I_{distr}$ , а наблюдаемые временные вариации величины  $I_{distr}$  достаточно плавные и могут быть весьма существенными. Для всех трех рассматриваемых областей с высокой активностью наблюдается совпадение во времени интервалов нарастания величины  $I_{distr}$  и времени повышенной вспышечной активности.

В ходе исследования однозначного соответствия во временных вариациях между общим беззнаковым током  $I_{tot}$  и распределенным током  $I_{distr}$  не обнаружено. Это неудивительно, поскольку  $I_{distr}$  составляет лишь малую часть (около одной тысячной) от величины  $I_{tot}$  (см. Таблицу 4.1 и Рис. 4.5 и 4.6). Тем не менее, энергия, запасенная в распределенном токе величиной порядка  $(5-95) \times 10^{12}$  А, составляет около  $10^{32}-10^{33}$  эрг, что сопоставимо с энергией, выделяющейся во время даже наиболее мощных из когда-либо зафиксированных солнечных вспышек. По аналогии с работой Абраменко, Гопасюк (1987), величина энергии, которую несет с собой распределенный ток  $I_{distr}$ , была оценена следующим образом: азимутальное поле  $B_\varphi(r)$  электрического тока  $I$ , равномерно распределенного по поперечному сечению цилиндра радиуса  $a$ , можно представить как  $B_\varphi(r) = (2I/ca^2)/r$ , где  $r$  – расстояние от центра цилиндра ( $0 < r < a$ ), а  $c$  – скорость света. Интегрирование  $B_\varphi^2(r)/(8\pi)$  по объему, занимаемому токовой петлей типичной длины  $10^{10}$  см и типичного радиуса  $5 \times 10^9$  см, дает нам оценку энергии распределенного электрического тока.

Наиболее мощная (в контексте суммарного магнитного потока и вспышечного индекса) АО NOAA 12192 заслуживает большего внимания, поскольку в этой области, очевидно, существовали по крайней мере две системы крупномасштабного тока.

Первая система распределенного электрического тока, по-видимому, связывает ведущее пятно положительной полярности с несколькими небольшими пятнами отрицательной полярности, расположенными в северной части АО. Направление этого тока подчиняется правилу полусфер для токовой спиральности. Вторая система распределенного тока связывает большое хвостовое пятно отрицательной полярности с обширной диффузной областью положительной полярности, расположенной к юго-западу относительно основных пятен (эта область находится в поле зрения (см. Рис. 4.2, f), и, следовательно, при оценке разбаланса электрического тока она была включена в расчет). Это предположение подтверждается и данными Рис. 4.7, где показаны вспышечные ленты, соединяющие эти участки АО. Вспышечные ленты, в свою очередь, обычно связаны с эрупцией крупномасштабной скрученной токонесущей магнитной структуры, как это следует из анализа данных Sun et al. (2015), а также из численного моделирования Jiang et al. (2016).



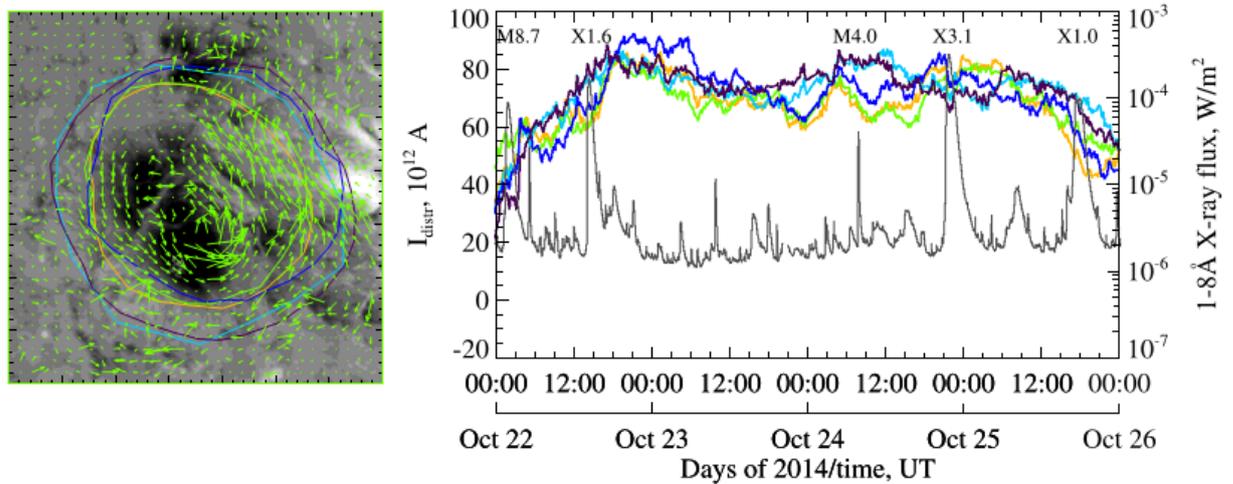
**Рис. 4.7.** Изображение области NOAA 12192 в канале 1600 Å (данные AIA/SDO) во время вспышечных событий рентгеновских классов X1.6 22 октября 2014 года (a) и X3.1 24 октября 2016 года (b). Во время события X3.1 хорошо видна вспышечная лента, протянувшаяся от большого пятна отрицательной полярности в хвостовой части АО к периферийной части области на юго-западе.

Мы проанализировали временные вариации второй структуры распределенного электрического тока в АО NOAA 12192, связанной с крупным хвостовым пятном (Рис. 4.2, f). Подобный выбор был обусловлен

двумя причинами. Во-первых, вихрь  $\mathbf{V}_{t\perp}$  был более выражен (в смысле более сильного поперечного поля) именно в этой части области, что позволило более точно определить границы контура  $S$ . Вторая причина заключается в том, что на начальных этапах развития всех мощных вспышек, ассоциированных с АО NOAA 12192, по крайней мере один вспышечный узел был расположен в непосредственной близости от большого хвостового пятна, что дает дополнительную возможность связать распределенный ток и его динамику с уровнем и вариациями вспышечной активности области. Временной профиль  $I_{distr}$  показывает, что величина распределенного тока в области NOAA 12192 существенно выше, чем в других вспышечно-продуктивных АО анализируемой выборки (см. Рис. 4.6). В целом, данный факт не вызывает удивления, поскольку NOAA 12192 являлась наиболее мощной по площади пятен и ряду иных показателей областью 24-го цикла солнечной активности (Sun et al., 2015; Chen et al., 2015; Thalmann et al., 2015; McMaken, Petrie, 2017; Jain et al., 2017) и, следовательно, многие ее параметры существенно превышают соответствующие величины для других областей. Вспышечный индекс АО NOAA 12192 также был достаточно высоким (см. Таблицу 4.1, третий столбец). Вариации распределенного электрического тока здесь тоже более выражены, чем у других областей. Из графика (Рис. 4.4, f) можно видеть, что интервалы повышенной вспышечной активности в NOAA 12192 (вспышки рентгеновских классов M и X) совпадают по времени с периодами повышения величины распределенного электрического тока.

Следует отметить, что величина распределенного электрического тока, а также его временное поведение лишь незначительно зависят от выбора границ контура  $S$ . На Рис. 4.8 (левая панель) показан набор различных контуров, которые были использованы для расчета величины распределенного тока, в то время как соответствующие временные вариации

$I_{distr}$  показаны на правой панели рисунка. Можно видеть, что все кривые имеют одинаковое поведение и близкие по величине амплитуды.



**Рис. 4.8.** Слева – участок магнитограммы лучевой компоненты магнитного поля (фон) и карты распределения вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля  $\mathbf{V}_{\perp}$  (зеленые стрелки) в окрестности большого хвостового пятна отрицательной полярности в АО NOAA 12912. Цветные кривые показывают различные вручную выбранные контуры  $S$  для расчета величины распределенного электрического тока. Справа – временные вариации величины распределенного электрического тока (цветные кривые). Цвет каждой кривой соответствует цвету контура, применяемого для расчета величины распределенного электрического тока. Поток рентгеновского излучения по данным GOES-15 показан серой кривой. Отмечены наиболее сильные вспышки, наблюдаемые в NOAA 12192 за время ее мониторинга.

#### 4.5. Обсуждение полученных результатов

Выполненные исследования позволяют интерпретировать полученные результаты следующим образом:

1) Усредненный за время наблюдения разбаланс локальных вертикальных электрических токов  $\overline{\rho(J_z)}$ , рассчитываемый по всей карте токов, оказался очень низким (от 0.02 до 0.1%) для каждой из анализируемых областей. Временные колебания величины  $\overline{\rho(J_z)}$  во всех рассмотренных

случаях незначительны и находятся в пределах  $\pm 0.5\%$ . В то же время усредненный за время мониторинга разбаланс вертикальной составляющей магнитного поля  $\overline{\rho(B_z)}$  в исследуемых областях имел существенно большие значения (до 15%, как это следует из данных Таблицы 4.1). Данный результат указывает на то, что, во-первых, вертикальные электрические токи замкнуты внутри АО; во-вторых, фотосферное магнитное поле имеет существенно небессилового характер; и в-третьих, значительная часть магнитного потока, покидающего область (открытые силовые линии и силовые линии, замкнутые на другие АО), является потенциальной.

Это вывод находится в согласии с результатами, полученными в более ранних работах Абраменко и др. (1991), Абраменко и Юрчишина (1997) и Schrijver (2016). Сильная перемежаемость локальных электрических токов противоположного знака позволила предположить, что основная часть тока замкнута в низких петлях. Это предположение дополнительно подтверждается и моделированием магнитного поля и электрических токов АО в нелинейном бессиловом приближении (см. Рис. 3 в Schrijver et al., 2008). Численное моделирование (Georgoulis et al., 2012; Janvier et al., 2014; Dalmasse et al., 2015) показало, что места со значительным широм и хорошо выраженной ЛРП тесно связаны с сильными локальными электрическими токами, которые, по-видимому, замкнуты в коротких и низких магнитных петлях. Используя численное МГД-моделирование, было обнаружено, что в области NOAA 12192 основные электрические токи сосредоточены ниже уровня 20 Мм (см. Рис. 2 в Jiang et al., 2016). Логическим следствием этого результата является то, что плотность электрического тока уменьшается с высотой, так что высокие петли (включая те, которые замыкаются вне АО) почти потенциальны.

Вывод о том, что система электрического тока любого масштаба замыкается внутри АО, является крайне важным как в контексте данного исследования, так и в ракурсе дальнейших работ. Существует лишь

несколько работ, посвященных изучению разбаланса электрических токов по всей АО. Одним из наиболее информативных в этом вопросе является исследование Abramenko et al. (1996), в котором было проанализировано 40 областей с использованием данных Солнечной наблюдательной станции Хуайроу (HSOS) и обнаружено, что разбаланс вертикального электрического тока во всех случаях невелик (максимальное значения составляет 3.5%, а для 26 АО он был ниже 1%). Schrijver et al. (2008) указали, что разбаланс электрического тока в области NOAA 10930 составил 0.7%, а Georgoulis et al. (2012) сообщили о разбалансе в 6.3% для области NOAA 10940, что в четыре раза ниже, чем разбаланс магнитного потока.

Наши исследования в данном контексте дополнительно подтверждают ранее сделанный вывод о том, что вертикальные электрические токи в АО очень хорошо сбалансированы.

2) В каждой АО сосуществуют структуры электрических токов с различными пространственными масштабами. Наряду с локальными токами, обнаружен распределенный электрический ток  $I_{distr}$ , охватывающий всю АО, или же ее значительную часть, и связанный с крупномасштабными когерентными вихрями непотенциальной компоненты  $\mathbf{V}_{t\perp}$  наблюдаемого поперечного магнитного поля. Лидирующая часть АО обычно занята направленным вверх распределенным током, который замыкается через хромосферу и корону обратно в фотосферу на обширной площади хвостовой части области.

Вихрь  $\mathbf{V}_{t\perp}$  (над ведущей или хвостовой частью АО) охватывает достаточно большую площадь, внутри которой могут располагаться магнитные элементы обеих полярностей. В этом состоит существенное различие между нашими работами и современными исследованиями в области изучения нескомпенсированных токов.

3) Величина распределенного электрического тока в АО и его динамика существенно различается в зависимости от уровня вспышечной

активности области. Спокойные АО демонстрируют незначительные колебания величины  $I_{distr}$  в диапазоне значений  $\pm 20 \times 10^{12}$  А, в то время как в областях с высоким уровнем вспышечной активности наблюдается существенные вариации величины распределенного тока в диапазоне  $(30-95) \times 10^{12}$  А. Качественно этот вывод находится в хорошем согласии с результатами исследования нескомпенсированных токов (Kontogiannis et al., 2017), однако, следует соблюдать некую осторожность в интерпретации этих данных. Нескомпенсированные электрические токи связаны с силой Лоренца в окрестности ЛРП (Georgoulis et al., 2012) и, таким образом, подчеркивают локальные концентрации электрических токов, замыкающихся в относительно низких петлях. Мы же рассматриваем крупномасштабные (глобальные, распределенные) системы электрических токов, которые в принципе не связаны с ЛРП и, по-видимому, проникают в корону. Связь между этими токовыми системами является предметом будущих исследований.

По оценкам, величина распределенного тока составляет менее 1% от суммарного беззнакового тока в АО. Однако энергия, запасенная в распределенном электрическом токе величиной  $(5-95) \times 10^{12}$  А типичной области, составляет порядка  $10^{32}-10^{33}$  эрг, что сопоставимо с энергией любой из зафиксированных когда-либо солнечных вспышек.

4) Обнаружено, что периоды высокого уровня величины  $I_{distr}$  совпадают по времени с усилением вспышечной активности АО.

Величина распределенного тока в каждом из рассмотренных случаев меняется достаточно плавно с характерным временным масштабом в несколько дней, что хорошо согласуется с результатами, полученными в работах Melrose (1991) и Wheatland (2000), которые утверждали, что система электрического тока масштаба всей области глубоко укоренена в зоне конвекции, и «длительное индуктивное время, связанное с такой системой тока, исключает изменения на коротком временном масштабе вспышки, и

поэтому токи будут сохраняться во время вспышки» (Wheatland, 2000). В этом смысле наши выводы согласуются с так называемой парадигмой [E-J], которая рассматривает магнитные петли как глубоко укоренившиеся электрические цепи (Melrose, 1995), в противоположность парадигме [B-u] (Parker, 1996), основанной на магнитогидродинамическом описании магнитного поля **B** и поля скоростей **u** (см. Georgoulis, 2018). Эта давняя дихотомия между интерпретациями, где нескомпенсированность электрических токов играет ключевую роль, по-видимому, далека от решения, однако недавние результаты, представленные Georgoulis et al. (2012) и Georgoulis (2018), обеспечили твердые критерии и физическую интерпретацию наблюдаемой нескомпенсированности токовых систем в АО.

#### 4.6. Выводы к четвертой главе

Изучение структуры и динамики магнитных полей и электрических токов различных масштабов в АО позволяет сделать следующие выводы:

- 1) Малая величина разбаланса вертикального электрического тока в исследуемых областях говорит о замкнутости токовых структур всех масштабов в пределах АО.
- 2) В АО выявлены токовые системы различных масштабов. Наиболее крупные из них – распределенные электрические токи, охватывающие всю область, или же ее значительную часть – обнаруживают себя лишь косвенными методами, наиболее простым из которых является тест на наличие регулярной азимутальной составляющей поперечного магнитного поля.
- 3) Крупномасштабные токовые структуры обнаруживаются во всех АО, вне зависимости от параметров области. Однако величина распределенного тока и его временные вариации в значительной степени различаются в областях с разным уровнем вспышечной

активности. Спокойные АО демонстрируют незначительные колебания величины распределенного тока в диапазоне значений  $\pm 20 \cdot 10^{12}$  А, в то время как в областях с высоким уровнем вспышечной активности значения величины распределенного тока и амплитуда его временных вариаций в несколько раз выше.

4) Временные интервалы более высоких значений величины распределенного тока совпадают с периодами повышенной вспышечной активности АО.

## Заключение

Диссертационная работа посвящена исследованию структуры и динамики электрических токов различных масштабов в АО с различной морфологией и разным уровнем вспышечной активности, и установлению характера взаимосвязи между величинами параметров электрического тока и их временными изменениями с динамикой вспышечной продуктивности АО.

### Основные результаты выполненной работы:

1. Адаптирован под данные современных инструментов метод оценки квадрата плотности горизонтального электрического тока в фотосфере, предложенной в работе Abramenko (2008). Обнаружены кольцевые или подковообразные структуры поперечного тока вокруг пятен (жгутов магнитных силовых линий). Показано, что эволюционные изменения магнитного потока пятна и динамика кольцевого тока связаны между собой законом Фарадея. Плотность горизонтального электрического тока, вычисленная на основе представленного метода, в большинстве АО превышает значения плотности вертикальных токов в 2-5 раз.

2. Адаптирована под данные современных инструментов методика вычисления локальных вертикальных электрических токов на основе интегральной формы закона Ампера с применением интегрирования по методу Симпсона. Показано, что интегральным методом вычисления вертикальных токов имеет ряд преимуществ по сравнению с дифференциальным методом, в частности: лучшее сглаживание шумов при одновременном сохранении информации о значимых токовых структурах в АО, отсутствие ложных сигналов в данных и отсутствие необходимости дифференцировать магнитное поле.

3. Изучена взаимосвязь между параметрами вертикального и горизонтального электрического тока и вспышечной активностью АО.

Наиболее выраженная статистическая связь (коэффициент корреляции Пирсона  $k = 0.72$  для выборки из 39 АО) обнаружена между усредненной по времени величиной средней беззнаковой плотности локальных вертикальных электрических токов  $\langle |j_z| \rangle$  и вспышечной продуктивностью АО, характеризуемой величиной вспышечного индекса FI (Abramenko, 2005). Выявлено «критическое» значение величины  $\langle |j_z| \rangle \approx 2.7 \text{ мА м}^{-2}$ . Показано, что в областях с высокой вспышечной активностью (области, в которых наблюдались вспышки рентгеновских классов М и/или Х) величина  $\langle |j_z| \rangle$  имеет значение выше  $2.7 \text{ мА м}^{-2}$ , в то время как в большинстве областей с низкой активностью значение  $\langle |j_z| \rangle$  ниже «критического» порога.

4. При изучении областей со всплытием магнитного потока и высокой активностью выявлено, что за 12-20 часов до начала первых вспышек рентгеновских классов М и/или Х наблюдается более быстрое, по сравнению с ростом магнитного потока, нарастание величины  $\langle |j_z| \rangle$  выше порога  $2.7 \text{ мА м}^{-2}$ . Данный результат согласуется с исследованиями других авторов (см., напр., Смольков и др., 2011, где было обнаружено появление ярких нейтральных источников в микроволновом диапазоне за 2 дня до мощных вспышек) и более ранними работами соискателя по изучению градиентов продольного магнитного поля в АО (так, в работе Fursyak (2016) показано наличие временной задержки в 20-48 часов между нарастанием величины градиента поля выше уровня  $0.1 \text{ Гс км}^{-1}$  и первыми мощными вспышками в АО). Подобная картина указывает на инерционность между процессами накопления магнитной энергии в короне и ее реализации в виде мощных вспышек.

5. Адаптирована под данные современных инструментов и модернизирована методика обнаружения крупномасштабных токовых структур в АО, предложенная в конце 80-х годов 20-го века в работах Абраменко, Гопасюк (1987), Абраменко и др. (1988), Abramenko et al. (1991). Выявлена крупномасштабная вихревая структура непотенциальной

составляющей поперечного магнитного поля и обуславливающий ее существование крупномасштабный распределенный электрический ток в АО величиной порядка  $10^{13}$  А. Низкие значения разбаланса электрического тока в исследуемых областях явно указывают на замкнутость распределенного тока, как и токовых структур более мелких масштабов, внутри АО. Показано, что в областях повышенной вспышечной активности величина распределенного тока выше и претерпевает более сильные временные вариации. Предположение о том, что распределенный ток выходит в хромосферу и корону подтверждается тем, что периоды высоких значений величины распределенного тока совпадают с временными интервалами повышенной вспышечной активности АО.

Автор диссертации считает своим долгом поблагодарить научного руководителя и соавтора совместных публикаций, доктора физико-математических наук В.И. Абраменко за ценные советы и дискуссии, а самое главное – за терпение и заботу, которые за последние годы помогли укрепить соискателю на стезе науки. Благодарность хотелось высказать коллеге и соавтору ряда совместных публикаций А.С. Куценко за техническую помощь и активные обсуждения полученных результатов, а также бывшим сотрудникам КрАО А.Н. Бабину и А.Н. Коваль за обучение в первые годы работы соискателя в КрАО. Отдельно диссертант благодарит разработчиков и службы технической поддержки космических обсерваторий SDO и Hinode, данные которых составляют ядро исследований, лежащих в основе выполненной диссертации.

## Литература

1. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. Система электрических токов и структура магнитного поля активной области // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1987. – Т. 76. – С. 147-168.
2. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. Эволюция активной области, ее токовых систем и вспышечная активность // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1988. – Т. 78. – С. 151-170.
3. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. Магнитные петли с током в окрестности  $H\alpha$ -вспышек // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1991. – Т. 83. – С. 3-11.
4. Абраменко В.И., Юрчишин В.Б. Моделирование бессилового поля активной области NOAA 7216 с учетом информации о поле в короне // Кинематика и физика небес. тел. – 1997. – Т. 13. – С. 49-60.
5. Алтынцев А.Т., Красов В.И. Особенности нагрева электронов в турбулентном нейтральном слое // Физика плазмы. – 1979. – Т. 5. – С. 996-1002.
6. Алтынцев А.Т., Банин В.Г., Куклин Г.В., Томозов В.М. Солнечные вспышки – М.: Наука, 1982. – 248 с.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики – М.: Наука, 1973. – 720 с.
8. Брунс А.В., Никулин Н.С., Северный А.Б. Новый метод одновременной регистрации параметров поперечного магнитного поля // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1965. – Т. 33. – С. 80-85.
9. Гопасюк С.И., Огирь М.Б., Северный А.Б., Шапошникова Е.Ф. Структура магнитных полей и ее изменения в районе солнечных вспышек // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1963. – Т. 29. – С. 15-67.
10. Жукова А.В. Каталог активных областей 24-го цикла // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 2018. – Т. 114. – С. 74-86.

11. Зверева А.М., Северный А.Б. Магнитные поля и протонные вспышки 7 июля и 2 сентября 1966 года // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1970. – Т. 41-42. – С. 97-157.
12. Ихсанов Р.Н. Измерение солнечных магнитных полей // В кн.: Курс астрофизики и звездной астрономии. Под ред. Михайлова А.А. – М: Наука. – 1973. – Т. 1. – С. 575-600.
13. Котов В.А. Магнитное поле и электрические токи униполярного солнечного пятна // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1970. – Т. 41-42. – С. 67-88.
14. Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. Исследование глобальных колебаний Солнца: I. Метод и инструмент // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1982. – Т. 65. – С. 3-34.
15. Никулин Н.С. Новое в схеме магнитографа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1964. – Т. 31. – С. 209-215.
16. Никулин Н.С. Одновременная регистрация всех основных параметров магнитного поля с помощью солнечного магнитографа // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1967. – Т. 36. – С. 76-86.
17. Никулин Н.С., Северный А.Б., Степанов В.Е. Солнечный магнитограф Крымской астрофизической обсерватории // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1958. – Т. 19. – С. 3-19.
18. Рачковский Д.Н. К вопросу об образовании линий поглощения в магнитном поле. Замечания к работам В. Унно и В.Е. Степанова // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1961. – Т. 25. – С. 277-280.
19. Рачковский Д.Н. Магнитооптический эффект в спектральных линиях солнечных пятен // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1962а. – Т. 27. – С. 148-161.
20. Рачковский Д.Н. Эффекты магнитного вращения в спектральной линии // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 1962б. – Т. 28. – С. 259-270.

21. Рачковский Д.Н. Теория образования линий поглощения в магнитном поле. Случай полного перераспределения квантов по частотам внутри линии // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1963. – Т. 30. – С. 267-272.
22. Рачковский Д.Н. К теории образования линий поглощения в магнитном поле // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1965. – Т. 33. – С. 111-117.
23. Рачковский Д.Н. Образование линий поглощения в магнитном поле // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1967а. – Т. 36. – С. 9-21.
24. Рачковский Д.Н. Учет аномальной дисперсии в теории образования линий поглощения в магнитном поле // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1967б. – Т. 37. – С. 56-61.
25. Рачковский Д.Н. Образование линий поглощения в неоднородном магнитном поле // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1969. – Т. 40. – С. 127-137.
26. Рачковский Д.Н. К вопросам теории переноса излучения в неоднородном магнитном поле // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1972. – Т. 44. – С. 64-67.
27. Рачковский Д.Н. К теории переноса излучения при наличии магнитного поля // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1973. – Т. 47. – С. 3-6.
28. Рачковский Д.Н. Уравнение переноса излучения в сильном магнитном поле // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1974. – Т. 49. – С. 51-57.
29. Сыроватский С.И. Динамическая диссипация магнитного поля и ускорение частиц // Астрон. журн. – 1966. – Т. 43. – С. 340-355.
30. Сыроватский С.И. Характеристики токового слоя и тепловой триггер солнечных вспышек // Письма в Астрон. журн. – 1976. – Т. 2. – С. 35-38.
31. Северный А.Б. Башенный солнечный телескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1957. – Т. 15. – С. 31-53.

32. Северный А.Б. Нестационарные процессы в солнечных вспышках как проявление пинч-эффекта // Астрон. журн. – 1958а. – Т. 35. – С. 335-350.
33. Северный А.Б. Появление вспышек в нейтральных точках магнитного поля Солнца и пинч-эффект // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1958б. – Т. 20. – С. 22-51.
34. Северный А.Б. Исследование магнитных полей, связанных со вспышками на Солнце // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1960. – Т. 22. – С. 12-41.
35. Северный А.Б. Экспериментальное исследование эффектов вращения плоскости поляризации и немагнитной поляризации на Солнце // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1964. – Т. 31. – С. 126-158.
36. Северный А.Б. Исследование магнитного поля и электрических токов униполярных солнечных пятен // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1965. – Т. 33. – С. 34-79.
37. Северный А.Б. О магнитных полях на разных глубинах солнечной атмосферы // Астрон. журн. – 1966. – Т. 43. – С. 465-479.
38. Северный А.Б., Степанян Н.Н. Солнечные вспышки – М.: Знание, 1976. – 61 с.
39. Смольков Г.Я., Максимов В.П., Просовецкий Д.В., Уралов А.М., Бакунина И.А., Руденко Г.В., Сыч Р.А., Анфиногентов С.А., Мышьяков И.И. К прогнозам солнечных вспышек: состояние, проблемы и подходы // Солнечно-земная физика. – 2011. – Вып. 18. – С. 74-78.
40. Степанов В.Е. Коэффициент поглощения атомов в обратном эффекте Зеемана при произвольном направлении магнитного поля // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1958. – Т. 18. – С. 136-150.
41. Степанов В.Е., Северный А.Б. Фотоэлектрический метод измерения величины и направления магнитного поля на поверхности Солнца // Изв. Крымск. астрофиз. obs. – 1962. – Т. 28. – С. 166-193.

42. Тамм И.Е. Основы теории электричества – М: Наука, 1989. – 504 с.
43. Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И. Возможности оценки горизонтальных электрических токов в фотосфере активной области // Труды 20-й ежегодной конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016». – Пулково, Санкт-Петербург. – 2016. – С. 333-336.
44. Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И. Вертикальные электрические токи в фотосфере активной области: методика вычислений, структура и динамика // Труды 21-й ежегодной конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2017». – Пулково, Санкт-Петербург. – 2017. – С. 353-356.
45. Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И. Система глобального тока в активной области // Изв. Крымск. астрофиз. обс. – 2018а. – Т. 114. – С. 107-111.
46. Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И. Возможности оценки горизонтальных электрических токов в фотосфере активной области // Изв. Крым. астрофиз. обс. – 2018б. – Т. 114. – С. 141-144.
47. Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Куценко А.С. Временные изменения параметров электрических токов в активных областях // Труды 22-й ежегодной конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018». – Пулково, Санкт-Петербург. – 2018. – С. 385-388.
48. Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Куценко А.С. Электрические токи разных пространственных масштабов в активной области: структура, динамика, связь со вспышками // Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде». Труды XVI конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». – Иркутск. – 2019. – С. 119-121.

49. Abramenko V.I. Relationship between magnetic power spectrum and flare productivity in solar active region // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 629. – P. 1141-1149.
50. Abramenko V.I. Spectrum of magnetic dissipation and horizontal electric currents in the solar photosphere // eprint arXiv:0806.1547. – 2008.
51. Abramenko V.I., Gopasiuk S.I., Ogir' M.B. Electric currents and  $H\alpha$  emission in two active regions on the Sun // *Solar Phys.* – 1991. – Vol. 134. – P. 287-297.
52. Abramenko V.I., Wang T., Yurchishin V.B. Analysis of electric current helicity in active regions on the basis of vector magnetograms // *Solar Phys.* – 1996. – Vol. 168 – P. 75-89.
53. 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. – Vol. 58. – P. 1159-1169.
54. Alfvén H., Carlqvist P. Currents in the solar atmosphere and a theory of solar flares // *Solar Phys.* – 1967. – Vol. 1. – P. 220-228.
55. Aly J.J. On some properties of force-free magnetic fields in infinite regions of space // *Astrophys. J.* – 1984. – Vol. 283. – P. 349-362.
56. Altyntsev A.T., Krasov V.I., Tomozov V.M. Magnetic field energy dissipation in neutral current sheets // *Solar Phys.* – 1977. – Vol. 55. – P. 69-81.
57. Amari et al., 2015 Amari T., Luciani J.-F., Aly J.-J. Small-scale dynamo magnetism as the driver for heating the solar atmosphere // *Nature.* – 2015. – Vol. 522. – P. 188–191.
58. Aschwanden M.J. A Nonlinear force-free magnetic field approximation suitable for fast forward-fitting to coronal loops. III. The free energy // *Solar Phys.* – 2013. – Vol. 287. – P. 369-389.
59. Athay R.G., Querfeld C.W., Smartt R.N., Landi Degl'Innocenti E., Bommier V. // Vector magnetic fields in prominences – Part three – HeI D<sub>3</sub> Stokes

profile analysis for quiescent and eruptive prominences // *Solar Phys.* – 1983. – Vol. 89. – P. 3-30.

60. Aulanier G., Démoulin P., Grappin R. Equilibrium and observational properties of line-tied twisted flux tubes // *Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 430. – P. 1067-1087.

61. Avignon Y., Martres M.J., Pick M. Identification de classes d'éruptions chromosphériques associées aux émissions de rayons cosmiques et à l'activité radioélectrique // *Ann. d'Astrophys.* – 1964. – Vol. 27. – P. 23-28.

62. Babcock H.W. The solar magnetograph // *Astrophys. J.* – 1953. – Vol. 118. – P.387-396.

63. Babcock H.W., Babcock H.D. Mapping the magnetic fields of the Sun // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific.* – 1952. – Vol. 64, No. 381. – P.282-287.

64. Bao S., Zhang H. Patterns of current helicity for the twenty-second solar cycle // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 496. – P. L43-L46.

65. Berger T., Slater G. Hinode Solar Optical Telescope data analysis guide. Version 3.3. – 2009. – 58 p.

66. Bommier V., Landi Degl'Innocenti E., Leroy J.L., Sahal-Brechot S. Complete determination of the magnetic field vector and of the electron density in 14 prominences from linear polarizaton measurements in the HeI D<sub>3</sub> and H $\alpha$  lines // *Solar Phys.* – 1994. – Vol. 154. – P. 231-260.

67. Bommier V., Sahal-Brechot S. Quantum theory of the Hanle effect: calculations of the Stokes parameters of the D<sub>3</sub> helium line for quiescent prominences // *Astron. Astrophys.* – 1978. – Vol. 69. – P. 57-64.

68. Bommier V., Sahal-Brechot S., Leroy J.L. Determination of the complete vector magnetic field in solar prominences, using the Hanle effect // *Astron. Astrophys.* – 1981. – Vol. 100. – P. 231-240.

69. Bommier V., Sahal-Brechot S. The Hanle effect of the coronal L-alpha line of hydrogen – theoretical investigation // *Solar Phys.* – 1982. – Vol. 78. – P.157-178.
70. Bobra M.G., Sun X., Hoeksema J.T., Turmon M., Liu Y., Hayashi K., Barnes G., Leka K.D. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) vector magnetic field pipeline: SHARPs – Space-Weather HMI Active Region Patches // *Solar Phys.* – 2014. – Vol. 289. – P. 3549-3578.
71. Borrero J.M., Tomczyk S., Kubo M., Socas-Navarro H., Schou J., Couvidat S., Bogart R. VFISV: Very Fast Inversion of the Stokes Vector for the Helioseismic and Magnetic Imager // *Solar Phys.* – 2011. – Vol. 273. – P. 267-293.
72. Cao W., Gorceix N., Coulter R., Ahn K., Rimmele T.R., Goode P.R. Scientific instrumentation for the 1.6 m New Solar Telescope in Big Bear // *Astron. Nachr.* – 2010. – Vol. 331. – P. 636-639.
73. Canfield R.C., Pevtsov A.A., McClymont A.N. Magnetic chirality and coronal reconnection // In: *Magnetic Reconnection in the Solar Atmosphere*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series. Ed. by R.D. Bentley and J.T. Mariska – 1996. – Vol. 111. – P. 341-346.
74. Caroubalos C. Contribution à l'étude de l'activité solaire en relation avec ses effets géophysiques // *Ann. d'Astrophys.* – 1964. – Vol. 27. – P. 333-388.
75. Centeno R., Schou J., Hayashi K., Norton A., Hoeksema J.T., Liu Y., Leka K.D., Barnes G. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) vector magnetic field pipeline: optimization of the spectral line inversion code // *Solar Phys.* – 2014. – Vol. 289. – P. 3531-3547.
76. Chen P.F. Coronal mass ejections: models and their observational basis // *Living Reviews in Solar Physics.* – 2011. – Vol. 8. – Article id. 1.
77. Chen H., Zhang J., Ma S., Yang S., Li L., Huang X., Xiao J. Confined flares in solar active region 12192 from 2014 October 18 to 29 // *Astrophys. J. Lett.* – 2015. – Vol. 808. – Article id. L24.

78. Cheung M.C.M., Isobe H. Flux emergence (theory) // Living Reviews in Solar Physics. – 2014. – Vol. 11. – Article id. 3.

79. Couvidat S., Schou J., Shine R.A., Bush R.I., Miles J.W., Scherrer P.H., Rairden R.L. Wavelength dependence of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys. – 2012. – Vol. 275. – P. 285-325.

80. Culhane J.L., Harra L.K., James A.M., Al-Janabi K., Bradley L.J., Chaudry R.A., Rees K., Tandy J.A., Thomas P., Whillock M.C.R., Winter B., Doschek G.A., Korendyke C.M., Brown C.M., Myers S., Mariska J., Seely J., Lang J., Kent B.J., Shaughnessy B.M., Young P.R., Simnett G.M., Castelli C.M., Mahmoud S., Mapson-Menard H., Probyn B.J., Thomas R.J., Davila J., Dere K., Windt D., Shea J., Hagood R., Moye R., Hara H., Watanabe T., Matsuzaki K., Kosugi T., Hansteen V., Wikstol Ø. The EUV Imaging Spectrometer for Hinode // Solar Phys. – 2007. – Vol. 243. – P. 19-61.

81. Dalmasse K., Aulanier G., Démoulin P., Kliem B., Török T., Pariat E. The origin of net electric currents in solar active regions // Astrophys. J. – 2015. – Vol. 810. – Article id. 17.

82. Démoulin P., Aulanier G. Criteria for flux rope eruption: non-equilibrium versus torus instability // Astrophys. J. – 2010. – Vol. 718. – P. 1388-1399.

83. Dravins D. Magnetic field and electric current structure in the chromosphere // Solar Phys. – 1974. – Vol. 37 – P. 323-342.

84. Fan Y. Magnetic fields in the solar convection zone // Living Reviews in Solar Physics – 2009. – Vol. 6. – Article id. 4.

85. Fleishman G.D., Pevtsov A.A. Electric Currents in the Solar Atmosphere // In: Electric Currents in Geospace and Beyond. Ed. by Keiling A., Marghitu O., Wheatland M. Am. Geophys. Union, Washington. – 2018. – Vol. 43. – P. 43-66.

86. Fursyak Yu.A. Sunspot groups with high flare activity: specific features of magnetic configuration, morphology, and dynamics // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2016. – Vol. 56. – P. 930-937.

87. Fursyak Yu.A. Vertical electric currents in active regions: calculation methods and relation to the flare index // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2018. – Vol. 58. – P. 1129-1135.

88. Fursyak Yu.A., Abramenko V.I. Possibilities for estimating horizontal electrical currents in active regions on the Sun // *Astrophysics*. – 2017. – Vol. 60. – P. 544-552.

89. Fursyak Yu.A., Abramenko V.I., Kutsenko A.S. Dynamics of electric current's parameters in active regions on the Sun and their relation to the flare index // *Astrophysics*. – 2020a. – Vol. 63. – P. 260-273.

90. Fursyak Yu.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I. Distributed electric currents in solar active regions // *Solar Physics*. – 2020b. – Vol. 295. – Article id. 19.

91. Gallagher P.T., Denker C., Yurchyshyn V., Spirock T., Qiu J., Wang H., Goode P.R. Solar activity monitoring and forecasting capabilities at Big Bear Solar Observatory // *Annales Geophysicae*. – 2002. – Vol. 20. – P. 1105–1115.

92. Georgoulis M.K. The ambivalent role of field-aligned electric currents in the solar atmosphere // In: *Electric currents in geospace and beyond*. Ed. by A. Keiling, O. Marghitu and M. Wheatland. – Am. Geophys. Union, Washington, 2018. – P. 371-390.

93. Georgoulis M.K., Titov V.S., Mikic Z. Non-neutralized electric current patterns in solar active regions: origin of the shear-generating Lorentz force // *Astrophys. J.* – 2012. – Vol. 761. – Article id. 61.

94. Golub L., Deluca E., Austin G., Bookbinder J., Caldwell D., Cheimets P., Cirtain J., Cosmo M., Reid P., Sette A., Weber M., Sakao T., Kano R., Shibasaki K., Hara H., Tsuneta S., Kumagai K., Tamura T., Shimojo M., McCracken J., Carpenter J., Haight H., Siler R., Wright E., Tucker J., Rutledge H.,

Barbera M., Peres G., Varisco S. The X-Ray Telescope (XRT) for the Hinode Mission // *Solar Phys.* – 2007. – Vol. 243. – P. 63-86.

95. Gosain S., Démoulin P., López Fuentes M. Distribution of electric currents in sunspots from photosphere to corona // *Astrophys. J.* – 2014. – Vol. 793. – Article id. 15.

96. Hagenaar H.J. Ephemeral regions on a sequence of full-disk Michelson Doppler Imager magnetograms // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 555. – P. 448-461.

97. Hanle W. Über magnetische beeinflussung der polarisation der resonanzfluoreszenz // *Zeitschrift für Physik* – 1924. – Vol. 30. – P. 93-105.

98. Harvey J.W. Magnetic fields associated with solar active-region prominences. Ph. D. thesis. University of Colorado, 1969. – 334 p.

99. Heyvaerts J., Priest E.R., Rust D.M. An emerging flux model for the solar phenomenon // *Astrophys. J.* – 1977. – Vol. 216. – P. 123-137.

100. Hoeksema J.T., Liu Y., Hayashi K., Sun X., Schou J., Couvidat S., Norton A., Bobra M., Centeno R., Leka K.D., Barnes G., Turmon M. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) vector magnetic field pipeline: overview and performance // *Solar Phys.* – 2014. – Vol. 289. – P. 3483–3530.

101. Hofmann A., Staude J. Electric current density in the sunspot photosphere derived from vector magnetograms // *Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences* – 1987. – Vol. 66. – P. 105-107.

102. Jain K., Tripathy S.C., Hill F. Probing subsurface flows in NOAA active region 12192: comparison with NOAA 10486 // *Astrophys. J.* – 2017. – Vol. 849. – Article id. 94.

103. Janvier M., Aulanier G., Bommier V., Schmieder B., Démoulin P., Pariat E. Electric currents in flare ribbons: observations and three-dimensional standard model // *Astrophys. J.* – 2014. – Vol. 788. – Article id. 60.

104. Jiang C., Wu S.T., Yurchyshyn V., Wang H., Feng X., Hu Q. How did a major confined flare occur in super solar active region 12192? // *Astrophys. J.* – 2016. – Vol. 828. – Article id. 62.
105. Kano R., Sakao T., Hara H., Tsuneta S., Matsuzaki K., Kumagai K., Shimojo M., Minesugi K., Shibasaki K., Deluca E.E., Golub L., Bookbinder J., Caldwell D., Cheimets P., Cirtain J., Dennis E., Kent T., Weber M. The Hinode X-Ray Telescope (XRT): camera design, performance and operations // *Solar Phys.* – 2008. – Vol. 249. – P. 263-279.
106. Knyazeva I.S., Urtiev F.A., Makarenko N.G. On the prognostic efficiency of topological descriptors for magnetograms of active regions // *Geomagnetism and Aeronomy.* – 2017. – Vol. 57. – P. 1086-1091.
107. Kontogiannis I., Georgoulis M.K., Park S.-H., Guerra J.A. Non-neutralized electric currents in solar active regions and flare productivity // *Solar Phys.* – 2017. – Vol. 292. – Article id. 159.
108. Kotov V.A. On the structure of magnetic field and electric currents of a unipolar sunspot // *Solar Magnetic Fields, IAU Symposium.* – 1971. – Vol. 43. – P. 212-219.
109. Kotov V.A. Measurements of the Transverse Magnetic Field in the Chromosphere above a Sunspot // *Soviet Astron.* – 1972. – Vol. 15. – P. 687-688.
110. Kosugi T., Matsuzaki K., Sakao T., Shimizu T., Sone Y., Tachikawa S., Hashimoto T., Minesugi K., Ohnishi A., Yamada T., Tsuneta S., Hara H., Ichimoto K., Suematsu Y., Shimojo M., Watanabe T., Shimada S., Davis J.M., Hill L.D., Owens J.K., Title A.M., Culhane J.L., Harra L.K., Doschek G.A., Golub L. The Hinode (Solar-B) mission: an overview // *Solar Phys.* – 2007. – Vol. 243. – P. 3-17.
111. Kubo M., Yokoyama T., Katsukawa Y., Lites B., Tsuneta S., Suematsu Y., Ichimoto K., Shimizu T., Nagata S., Tarbell T.D., Shine R.A., Title A.M., David E. Hinode observations of a vector magnetic field change associated

with a flare on 2006 December 13 // *Publ. Astron. Soc. Japan* – Vol. 59. – P. S779-S784.

112. Landi Degl’Innocenti E. The determination of vector magnetic fields in prominences from the observations of the Stokes profiles in the D3 line of helium // *Solar Phys.* – 1982. – Vol. 79. – P. 291-322.

113. Landi Degl’Innocenti E. Magnetic field measurements // In: *Solar Observations: techniques and interpretation*. Ed. by F. Sanchez, M. Collados, M. Vazquez. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992. – P. 73-144.

114. La Bonte B. The Imaging Vector Magnetograph at Haleakala: III. Effects of Instrumental Scattered Light on Stokes Spectra // *Solar Phys.* – 2004. – Vol. 221. – P. 191-207.

115. Ledentsov L.S., Somov B.V. Thermal instability of the reconnecting current layer in solar flares // *Astron. Lett.* – 2016. – Vol. 42. – P. 841-849.

116. Leka K.D., Canfield R.C., McClymont A.N., van Driel-Gesztelyi L. Evidence for current-carrying emerging flux // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 462. – P. 547-560.

117. Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., Boerner P.F., Chou C., Drake J.F., Duncan D.W., Edwards C.G., Friedlaender F.M., Heyman G.F., Hurlburt N.E., Katz N.L., Kushner G.D., Levay M., Lindgren R.W., Mathur D.P., McFeaters E.L., Mitchell S., Rehse R.A., Schrijver C.J., Springer L.A., Stern R.A., Tarbell T.D., Wuelser J.-P., Wolfson C.J., Yanari C., Bookbinder J.A., Cheimets P.N., Caldwell D., Deluca E.E., Gates R., Golub L., Park S., Podgorski W.A., Bush R.I., Scherrer P.H., Gummin M.A., Smith P., Aufer G., Jerram P., Pool P., Soufli R., Windt D.L., Beardsley S., Clapp M., Lang J., Waltham N. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.* – 2012. – Vol. 275. – P. 17-40.

118. Leroy J.L. On the intensity of magnetic field in quiescent prominences // *Astron. Astrophys.* – 1977. – Vol. 60. – P. 79-84.

119. Leroy J.L., Bommier V., Sahal-Brechot S. The magnetic field in the prominences of the polar crown // *Solar Phys.* – 1983. – Vol. 83. – P. 135-142.
120. Li Y., Xue J.C., Ding M.D., Cheng X., Su Y., Feng L., Hong J., Li H., Gan W.Q. Spectroscopic Observations of a Current Sheet in a Solar Flare // *Astrophys. J. Lett.* – 2018. – Vol. 853. – Article id. L15.
121. Lites B.W., Kubo M., Socas-Navarro H., Berger T., Frank Z., Shine R., Tarbell T., Title A., Ichimoto K., Katsukawa Y., Tsuneta S., Suematsu Y., Shimizu T., Nagata S. The horizontal magnetic flux of the quiet-sun internetwork as observed with the Hinode spectro-polarimeter // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 672. – P. 1237-1253.
122. Liu Y., Hoeksema J.T., Scherrer P.H., Schou J., Couvidat S., Bush R.I., Duvall T.L., Hayashi K., Sun X., Zhao X. 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 Phys.* – 2012. – Vol. 279. – P. 295-316.
123. Liu Y., Sun X., Török T., Titov V.S., Leake J.E. Electric-current neutralization, magnetic shear, and eruptive activity in solar active regions // *Astrophys. J.* – 2017. – Vol. 846. – Article id. L6.
124. Longcope D.W., Welsch B.T. A model for the emergence of a twisted magnetic flux tube // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 545. – P. 1089-1100.
125. Makarenko N.G., Malkova D.B., Machin M.L., Knyazeva I.N. Methods of computational topology for the analysis of dynamics of active regions of the Sun // *Journal of Mathematical Sciences* – 2014. – Vol. 203. – P. 806-815.
126. McClymont A.N., Fisher G.H. // *Solar System Plasma Physics: Geophysical Monograph*. Ed. by J.H. Jr. Waite, J.L. Burch and R.L. Moore. Geophysical Monograph Series, Washington DC, Am. Geophys. Union – 1989. – Vol. 54. – P. 219-225.

127. McClymont A.N., Jiao L., Mikic Z. Problems and progress in computing three-dimensional coronal active region magnetic fields from boundary data // *Solar Phys.* – 1997. – Vol. 174. – P. 191-218.
128. McMaken T.C., Petrie G.J.D. The great solar active region NOAA 12192: helicity transport, filament formation, and impact on the polar field // *Astrophys. J.* – 2017. – Vol. 840. – Article id. 100.
129. Melrose D.B. Neutralized and unneutralized current patterns in the Solar corona // *Astrophys. J.* – 1991. – Vol. 381. – P. 306-312.
130. Melrose D.B. Current paths in the corona and energy release in solar flares // *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 451. – P. 391-401.
131. Metcalf T.R. Resolving the 180-degree ambiguity in vector magnetic field measurements: the «minimum» energy solution // *Solar Phys.* – 1994. – Vol. 155. – P. 235-242.
132. Metcalf T.R., De Rosa M.L., Schrijver C.J., Barnes G., van Ballegooijen A.A., Wiegmann T., Wheatland M.S., Valori G., McTiernan J.M. Nonlinear force-free modeling of coronal magnetic fields. II. Modeling a filament arcade and simulated chromospheric and photospheric vector fields // *Solar Phys.* – 2008. – Vol. 247. – P. 269-299.
133. Metcalf T.R., Leka K.D., Barnes G., Lites B.W., Georgoulis M.K., Pevtsov A.A., Balasubramaniam K.S., Gary G.A., Jing J., Li J., Liu Y., Wang H.N., Abramenko V., Yurchyshyn V., Moon Y.-J. An overview of existing algorithms for resolving the 180° ambiguity in vector magnetic fields: quantitative tests with synthetic data // *Solar Phys.* – 2006. – Vol. 237. – P. 267-296.
134. Molodenskii M.M. Integral Properties of Force-Free Fields // *Soviet Astron.* – 1969. – Vol. 12. – P. 585-588.
135. Moreton G.E., Severny A.B. Magnetic Fields and Flares in the Region CMP 20 September 1963 // *Solar Phys.* – 1968. – Vol. 3. – P. 282-297.

136. Musset S., Vilmer N., Bommier V. Hard X-ray emitting energetic electrons and photospheric electric currents // *Astron. Astrophys.* – 2015. – Vol. 580. – Article id. A106.
137. Norton A.A., Jones E.H., Linton M.G., Leake J.E. Magnetic flux emergence and decay rates for pre- and post- sunspots observed with HMI // *Astrophys. J.* – 2017. – Vol. 842. – Article id. 3.
138. Obridko V.N. Scattering matrix for radiation in a magnetic field // *Soviet Astronomy* – 1965. – Vol. 9. – P. 77-80.
139. Ogawara Y., Takano T., Kato T., Kosugi T., Tsuneta S., Watanabe T., Kondo I., Uchida Y. The SOLAR-A mission – an overview // *Solar Phys.* – 1991. – Vol. 136. – P. 1-16.
140. Parker E.N. The reconnection rate of magnetic fields // *Astrophys. J.* – 1973. – Vol. 180. – P. 247-252.
141. Parker E.N. *Cosmical magnetic fields: their origin and their activity* – Oxford University Press, Oxford, 1979. – 841 p.
142. Parker E.N. Inferring mean electric currents in unresolved fibril magnetic fields // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 471. – P. 485-488.
143. Parker E.N. *Conversations on electric and magnetic fields in the cosmos* – Princeton University Press, Princeton, 2007. – 200 p.
144. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. *Numerical recipes in C.* – New York, Cambridge University Press, 1992. – 2nd edn. – 994 p.
145. Priest E.R., Forbes T.G. The magnetic nature of solar flares // *Astron. Astrophys. Review.* – 2002. – Vol. 10. – P. 313–377.
146. Pesnell W.D., Thompson B.J., Chamberlin P.C. The Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar phys.* – 2012. – Vol. 275. – P. 3-15.
147. Petrie G.J.D. The Abrupt Changes in the Photospheric Magnetic and Lorentz Force Vectors during Six Major Neutral-line Flares // *Astrophys. J.* – 2012. – Vol. 759. – Article id. 50.

148. Pevtsov A.A., Berger M.A., Nindos A., Norton A.A., van Driel-Gesztelyi L. Magnetic helicity, tilt, and twist // *Space Sci. Rev.* – 2014. – Vol. 186. – P. 285-324.
149. Pevtsov A.A., Canfield R.C., Metcalf T.R. patterns of helicity in solar active regions // *Astrophys. J. Lett.* – 1994. – Vol. 425. – P. L117-L119.
150. Pevtsov A.A., Canfield R.C., Metcalf T.R. Latitudinal variation of helicity of photospheric magnetic fields // *Astrophys. J. Lett.* – 1995. – Vol. 440. – P. L109-L112.
151. Pevtsov A.A., Peregud N.L. Electric currents in a unipolar sunspot // *Geophysical Monograph Series. Washington DC Am. Geophys. Union* – 1990. – Vol. 58. – P. 161-165.
152. Querfeld C.W., Smartt R.N., Bommier V., Landi Degl'Innocenti E., House L.L. Vector magnetic fields in prominences – Part two – HeI D<sub>3</sub> Stokes profiles analysis for two quiescent prominences // *Solar Phys.* – 1985. – Vol. 96. – P. 277-292.
153. Raouafi N.-E. Stokes parameters of resonance lines scattered by a moving, magnetic medium. Theory of the two-level atom // *Astron. Astrophys.* – 2002. – Vol. 386. – P. 721-731.
154. Raouafi N.E., Patsourakos S., Pariat E., Young P.R., Sterling A.C., Savcheva A., Shimojo M., Moreno-Insertis F, DeVore C.R., Archontis V., Török T., Mason H., Curdt W., Meyer K., Dalmasse K., Matsui Y. Solar coronal jets: observations, theory, and modeling // *Space Science Rev.* – 2016. – Vol. 201. – P. 1-53.
155. Rast M.P., Bello González N., Bellot Rubio L., Cao W., Cauzzi G., DeLuca E., De Pontieu B., Fletcher L., Gibson S.E., Judge P.G., Katsukawa Y., Kazachenko M.D., Khomenko E., Landi E., Martínez Pillet V., Petrie G.J.D., Qiu J., Rachmeler L.A., Rempel M., Schmidt Wolfgang Scullion E.; Sun X., Welsch B.T., Andretta V., Antolin P., Ayres T.R., Balasubramaniam K.S., Ballai I., Berger T.E., Bradshaw S.J., Carlsson M., Casini R., Centeno R., Cranmer S.R., DeForest

C., Deng Y., Erdélyi R., Fedun V., Fischer C.E., González Manrique S.J., Hahn M., Harra L., Henriques V.M.J., Hurlburt N.E., Jaeggli S., Jafarzadeh S., Jain R., Jefferies S.M., Keys P.H., Kowalski A.F., Kuckein C., Kuhn J.R., Liu J., Liu W., Longcope D., McAteer R.T.J., McIntosh S.W., McKenzie D.E., Miralles M.P., Morton R.J., Muglach K., Nelson C.J., Panesar N.K., Parenti S., Parnell C.E., Poduval B., Reardon K.P., Reep J.W., Schad T.A., Schmit D., Sharma R., Socas-Navarro H., Srivastava A.K., Sterling A.C., Suematsu Y., Tarr L.A., Tiwari S., Tritschler A., Verth G., Vourlidas A., Wang H., Wang Y.-M., NSO, project DKIST, DKIST instrument scientists, DKIST Science Working Group, DKIST Critical Science Plan Community Critical science plan for the Daniel K. Inouye Solar Telescope (DKIST) // eprint arXiv:2008.08203. – 2020.

156. Ravindra B., Venkatakrishnan P., Tiwari S.K., Bhattacharyya R. Evolution of currents of opposite signs in the flare-productive solar active region NOAA 10930 // *Astrophys. J.* – 2011. – Vol. 740. – Article id. 19.

157. Raylore J., Semel M. Evaluation of the electric current in a sunspot by the study of the observed transverse component of the magnetic field // *Astron. Astrophys.* – 1970. – Vol. 6. – P. 288-293.

158. Ruan G., Chen Y., Wang H. Gradual magnetic evolution of sunspot structure and filament-corona dynamics associated with the X1.8 flare in AR11283 // *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 812. – Article id. 120.

159. Ruan G., Chen Y., Wang S., Zhang H., Li G., Jing J., Su J., Li X., Xu H., Du G., Wang H. A Solar eruption driven by rapid sunspot rotation // *Astrophys. J.* – 2014. – Vol. 784. – Article id. 165.

160. Rudenko G.V. Anfinogentov S.A. Very fast and accurate azimuth disambiguation of vector magnetograms // *Solar Phys.* – 2014. – Vol. 289. – P. 1499-1516.

161. Rust D.M. Spawning and shedding helical magnetic fields in the solar atmosphere // *Geophysical Research Lett.* – 1994. – Vol. 21. – P. 241-244.

162. Sahal-Brechot S., Bommier V., Leroy J.L. The Hanle effect and the determination of magnetic fields in solar prominences // *Astron. Astrophys.* – 1977. – Vol. 59. – P. 223-231.

163. Sakai J.I., de Jager C. Solar flares and collisions between current-carrying loops. Types and mechanisms of solar flares and coronal loop heating // *Space Sci. Rev.* – 1996. – Vol. 77. – P. 1-192.

164. Sakurai T. Green's function methods for potential magnetic fields // *Solar Phys.* – 1982. – Vol. 76. – P. 301-321.

165. Schmieder B., Archontis V., Pariat E. Magnetic flux emergence along the solar cycle // *Space Science Rev.* – 2014. – Vol. 186. – P. 227-250.

166. Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I., Hoeksema J.T., Kosovichev A.G., Schou J., Rosenberg W., Springer L., Tarbell T.D., Title A., Wolfson C.J., Zayer I., MDI Engineering Team. The Solar oscillations investigation – Michelson Doppler Imager // *Solar Phys.* – 1995. – Vol. 162. – P. 129-188.

167. Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., Kosovichev A.G., Bogart R.S., Hoeksema J.T., Liu Y., Duvall T.L., Zhao J., Title A.M., Schrijver C.J., Tarbell T.D., Tomczyk S. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.* – 2012. – Vol. 275. – P. 207-227.

168. Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I., Wachter R., Couvidat S., Rabello-Soares M.C., Bogart R.S., Hoeksema J.T., Liu Y., Duvall T.L., Akin D.J., Allard B.A., Miles J.W., Rairden R., Shine R.A., Tarbell T.D., Title A.M., Wolfson C.J., Elmore D.F., Norton A.A., Tomczyk S. Design and ground calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.* – 2012. – Vol. 275. – P. 229-259.

169. Schrijver C.J. The nonpotentiality of coronae of solar active regions, the dynamics of the surface magnetic field, and the potential for large flares // *Astrophys. J.* – 2016. – Vol. 820. – Article id. 103.

170. Schrijver C.J., De Rosa M.L., Title A.M., Metcalf T.R. The nonpotentiality of active-region coronae and the dynamics of the photospheric magnetic field // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 628. – P. 501-513.

171. Schrijver C.J., Aulanier G., Title A.M., Pariat E., Delannée C. The 2011 February 15 X2 flare, ribbons, coronal front, and mass ejection: interpreting the three-dimensional views from the Solar Dynamics Observatory and STEREO guided by magnetohydrodynamic flux-rope modeling // *Astrophys. J.* – 2011. – Vol. 738. – Article id. 167.

172. Schrijver C.J., De Rosa M.L., Metcalf T.R., Liu Y., McTiernan J., Regnier S., Valori G., Wheatland M.S., Wiegmann T. Nonlinear force-free modeling of coronal magnetic fields part i: a quantitative comparison of methods // *Solar Phys.* – 2006. – Vol. 235. – P. 161-190.

173. Schrijver C.J., DeRosa M.L., Metcalf T., Barnes G., Lites B., Tarbell T., McTiernan J., Valori G., Wiegmann T., Wheatland M.S., Amari T., Aulanier G., Démoulin P., Fuhrmann M., Kusano K., Régnier S., Thalmann J.K. Nonlinear force-free field modeling of a solar active region around the time of a major flare and coronal mass ejection // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 675. – P. 1637-1644.

174. Seehafer N. Electric current helicity in the solar atmosphere // *Solar Phys.* – 1990. – Vol. 125. – P. 219-232.

175. Severny A.B., Stepanyan N.N., Steshenko N.V. Soviet short-term forecasts of active region evolution and flare activity // *NOAA Solar-Terrest. Predictions Proc.* – 1979. – Vol. 1. – P. 72-88.

176. Sharykin I.N., Kosovichev A.G. Dynamics of electric currents, magnetic field topology, and helioseismic response of a solar flare // *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 808. – Article id. 72.

177. Sheeley N.R. Jr., Wang Y.-M. The recent rejuvenation of the Sun's large-scale magnetic field: a clue for understanding past and future sunspot cycles // *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 809. – Article id. 113.

178. Shibata K., Magara T. Solar flares: magnetohydrodynamic processes // *Living Reviews in Solar Physics*. – 2011. – Vol. 8. – Article id. 6.
179. Socas-Navarro H., Elmore D., Pietarila A., Darnell A., Lites B.W., Tomczyk S., Hegwer S. SPINOR: visible and infrared spectro-polarimetry at the National Solar Observatory // *Solar Phys.* – 2006. – Vol. 235. – P. 55-73.
180. Sprangler S.R. A technique for measuring electrical currents in the solar corona // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 670. – P. 841-848.
181. Stenflo J.O. A mechanism for the build-up of flare energy // *Solar Phys.* – 1969. – Vol. 8. – P. 115-118.
182. Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Nakariakov V.M. Coronal seismology: waves and oscillations in stellar coronae – WILEY-VCH Verlag GmbH&Co., 2012. – 221 p.
183. Stokes G.G. On the change of refrangibility of light // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* – 1852. – Vol. 142. – P. 463-562.
184. Suematsu Y., Tsuneta S., Ichimoto K., Shimizu T., Otsubo M., Katsukawa Y., Nakagiri M., Noguchi M., Tamura T., Kato Y., Hara H., Kubo M., Mikami I., Saito H., Matsushita T., Kawaguchi N., Nakaoji T., Nagae K., Shimada S., Takeyama N., Yamamuro T. The Solar Optical Telescope of Solar-B (Hinode): The Optical Telescope Assembly // *Solar Phys.* – 2008. – Vol. 249. – P. 197-220.
185. Sui L., Holman G.D. Evidence for the Formation of a Large-Scale Current Sheet in a Solar Flare // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 596. – L251-L254.
186. Sun X., Bobra M.G., Hoeksema J.T., Liu Y., Li Y., Shen C., Couvidat S., Norton A.A., Fisher G.H. Why is the great solar active region 12192 flare-rich but CME-poor? // *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 804. – Article id. L28.
187. Sweet P.A. The neutral point theory of solar flares // In: *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics. Proceedings from IAU Symposium no. 6.* – London: Cambridge Univ. Press, 1958. – P. 123-134.

188. Syrovatskii S.I. Pinch sheets and reconnection in astrophysics // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1981. – Vol. 19. – P. 163-229.
189. Thalmann J.K., Su Y., Temmer M., Veronig A.M. The Confined X-class Flares of Solar Active Region 2192 // *Astrophys. J. Lett.* – 2015. – Vol. 801. – Article id. L23.
190. Tomczyk S., Card G.L., Darnell T., Elmore D.F., Lull F., Nelson P.G., Stander K.V., Burkepile J., Casini R., Judge P.G. An instrument to measure coronal emission line polarization // *Solar Phys.* – 2008. – Vol. 247. – P. 411-428.
191. Toriumi S., Wang H. Flare-productive active regions // *Living Rev. Solar Phys.* – 2019. – Vol. 16. – Article id. 3.
192. Török T., Kliem B. The evolution of twisting coronal magnetic flux tubes // *Astron. Astrophys.* – 2003. – Vol. 406. – P. 1043-1059.
193. Török T., Leake J.E., Titov V.S., Archontis V., Mikic Z., Linton M.G., Dalmasse K., Aulanier G., Kliem B. Distribution of electric currents in solar active regions / *Astrophys. J.* – 2014. – Vol. 782. – Article id. L10.
194. Tritschler A., Rimmele T.R., Berukoff S., Casini R., Craig S.C., Elmore D.F., Hubbard R.P., Kuhn J.R., Lin H., McMullin J.P., Reardon K.P., Schmidt W., Warner M., Woger F. DKIST: observing the Sun at high resolution // 18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun. Proceedings of the conference held at Lowell Observatory, 8-14 June, 2014. Ed. by G. van Belle and H.C. Harris. – 2015. – P. 933-944.
195. Tsuneta S., Ichimoto K., Katsukawa Y., Nagata S., Otsubo M., Shimizu T., Suematsu Y., Nakagiri M., Noguchi M., Tarbell T., Title A., Shine R., Rosenberg W., Hoffmann C., Jurcevich B., Kushner G., Levay M., Lites B., Elmore D., Matsushita T., Kawaguchi N., Saito H., Mikami I., Hill L.D., Owens J.K. The Solar Optical Telescope for the Hinode mission: an overview // *Solar Phys.* – 2008. – Vol. 249. – P. 167-196.

196. Turmon M., Jones H.P., Malanushenko O.V., Pap J.M. Statistical feature recognition for multidimensional solar imagery // *Solar Phys.* – 2010. – Vol. 262. – P. 277-298.
197. Unno W. Line formation of a normal Zeeman triplet // *Publ. Astron. Soc. Japan.* – 1956. – Vol. 8. – P. 108-125.
198. Wang J., Shi Z., Wang H., Lue Y. Flares and the magnetic nonpotentiality // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 456. – P. 861-878.
199. Wheatland M.S. Are electric currents in solar active regions neutralized? // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 532. – P. 616-621.
200. Wilkinson L.K., Emslie A.G., Gary G.A. On Neutralized Currents in the Solar Corona // *Astrophys. J.* – 1992. – Vol. 392. – P. L39-L42.
201. Wood R.W. Bemerkungen zu der A. Heurungschen Arbeit: Untersuchungen über die magneto-optischen Effekte bei Chlor und Jod // *Annalen der Physik* – 1912. – Vol. 342. - P. 594-596.
202. Woods T.N., Eparvier F.G., Hock R., Jones A.R., Woodraska D., Judge D., Didkovsky L., Lean J., Mariska J., Warren H., McMullin D., Chamberlin P., Berthiaume G., Bailey S., Fuller-Rowell T., Sojka J., Tobiska W.K., Viereck R. Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) on the Solar Dynamics Observatory (SDO): Overview of science objectives, instrument design, data products, and model developments // *Solar Phys.* – 2012. – Vol. 275. – P. 115-143.
203. Zaitsev V.V., Khodachenko M.L. Energy release in corona magnetic loops // *Radiophys. Quantum Electron.* – 1997. – Vol. 40. – P. 114-138.
204. Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V. Coronal loops heating in the atmosphere of the AD Leo red dwarf // *Radiophys. Quantum Electron.* – 2016. – Vol. 59. – P. 169-176.
205. Zaitsev V.V., Stepanov A.V. Reviews of topical problems: Coronal magnetic loops // *Physics Uspekhi* – 2008. – Vol. 51 – P. 1123-1160.

206. Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Urpo S., Pohjolainen S. LRC-circuit analog of current-carrying magnetic loop: diagnostics of electric parameters // *Astron. Astrophys.* – 1998. – Vol. 337. – P. 887-896.
207. Zeeman P. The effect of magnetisation on the nature of light emitted by a substance // *Nature.* – 1897. – Vol. 55. – P. 347.
208. Zhang H., Ai G., Yan X., Li W., Liu Y. Evolution of vector magnetic field and white-light flares in a solar active region (NOAA 6659) in 1991 June // *Astrophys. J.* – 1994. – Vol. 423. – P. 828-846.
209. Zhang H., Bao S. Latitudinal distribution of photospheric current helicity and solar activities // *Astronomy and Astrophysics.* – 1998. – Vol. 339. – P. 880-886.
210. Zimovets I.V., Sharykin I.N., Gan W.Q. Relationships between photospheric vertical electric currents and hard X-ray sources in solar flares: statistical study // *Astrophys. J.* – 2020a. – Vol. 891. – Article id. 138.
211. Zimovets I.V., Nechaeva A.B., Sharykin I.N., Gan W.Q. Density distribution of photospheric vertical electric currents in flare-active regions of the Sun // *Astrophysics.* – 2020b. – Vol. 63. – P. 408-420.

## Приложение

В Приложении диссертационного исследования представлены карты  $B_z$ -компоненты вектора магнитного поля, карты распределения плотности вертикального электрического тока и квадрата плотности горизонтального электрического тока, а также графики временных вариаций параметров магнитного поля и электрического тока для выборки из 39 АО 24-го цикла солнечной активности, анализируемой в Главе 4 диссертации.

В каждом случае магнитограмма АО расположена на верхней панели рисунка. Карта распределения величины  $B_z$  масштабирована от -500 Гс (черное) до 500 Гс (белое). Ниже слева показана карта распределения величины плотности вертикального электрического тока, масштабирована от  $-0.001 \text{ А м}^{-2}$  (черное) до  $0.001 \text{ А м}^{-2}$  (белое), справа – карта распределения величины квадрата плотности горизонтального электрического тока (методика расчета представлена в Главе 2), масштабирована от 0 (черное) до  $5 \cdot 10^{-5} \text{ А}^2 \text{ м}^{-4}$  (белое). Контурами на всех картах отмечены стандартные маски HMI/SDO bitmap (жирная белая кривая) и conf\_disambig (тонкая белая кривая), внутри которых рассчитывались (согласно формулам (4.6)-(4.10) Главы 3) параметры магнитных полей и электрических токов, представленные на графиках.

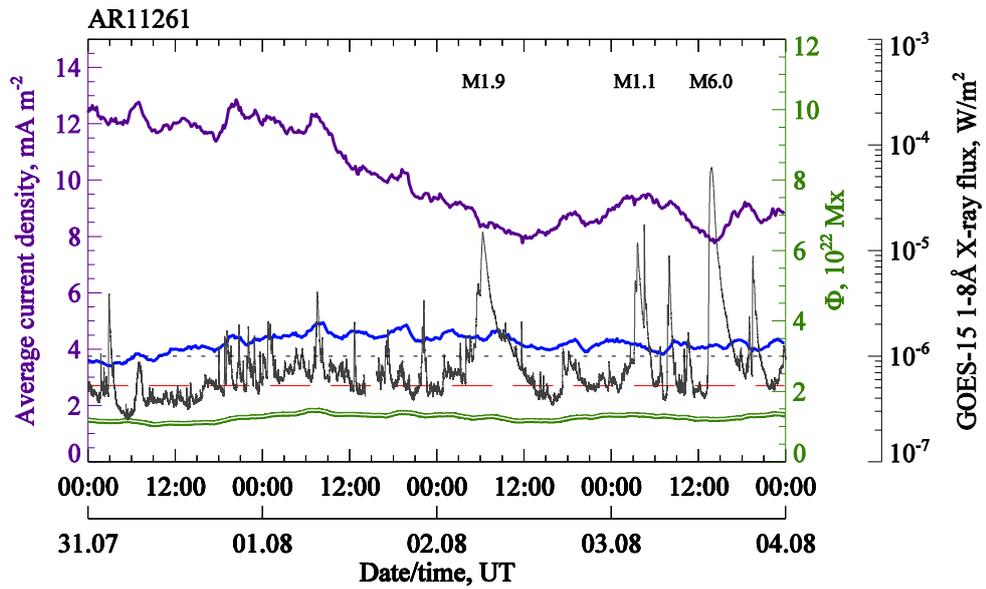
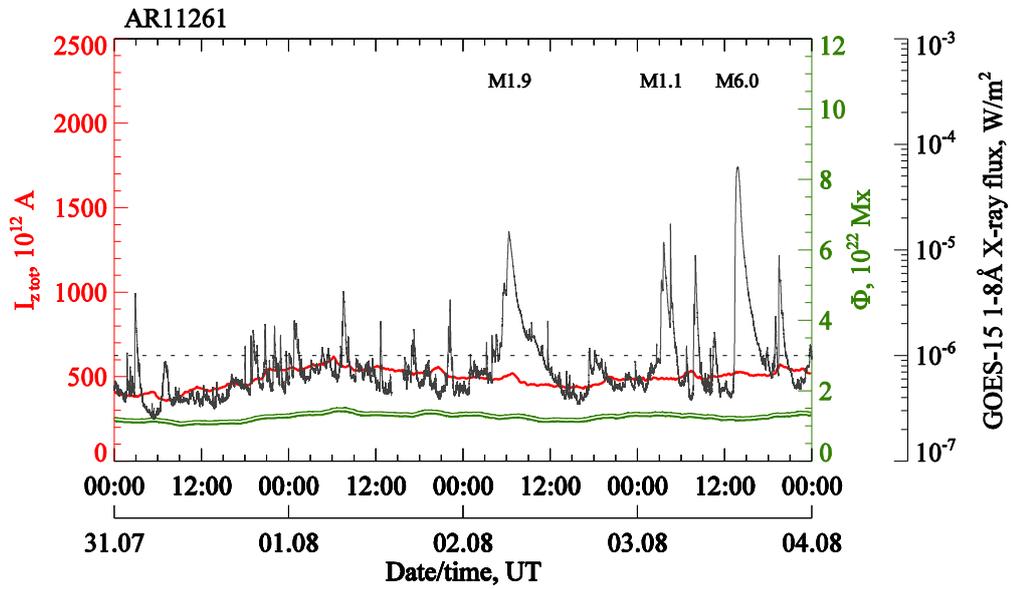
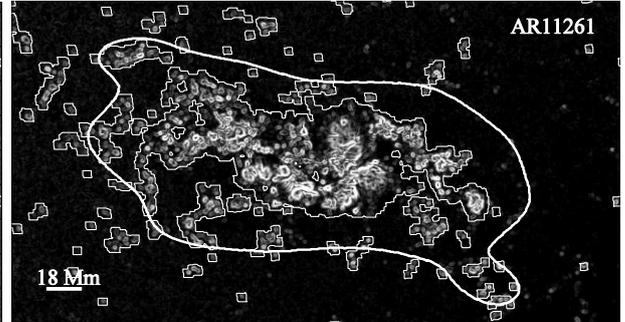
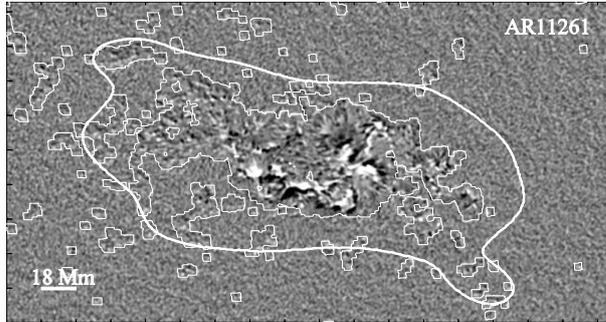
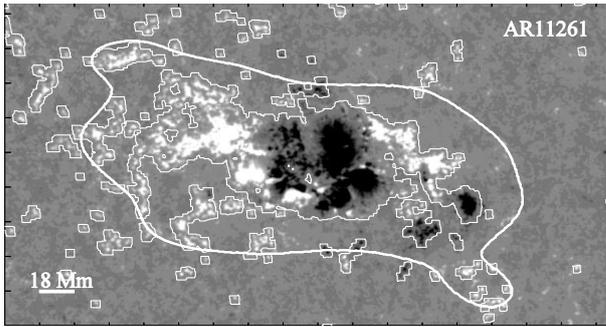
Далее расположены графики временных вариаций параметров магнитного поля и электрических токов за время мониторинга АО (3-5 суток). На верхнем графике представлена динамика за время мониторинга АО величины суммарного беззнакового вертикального электрического тока  $I_{z \text{ tot}}$  (красная кривая и шкала справа) и магнитного потока  $\Phi$  АО (двойная зеленая кривая и зеленая шкала справа). Следует обратить внимание, что эти два параметра ведут себя квазисинхронно:

временные вариации величины  $I_{z\ tot}$  во всех случаях изменяются в соответствии с динамикой магнитного потока.

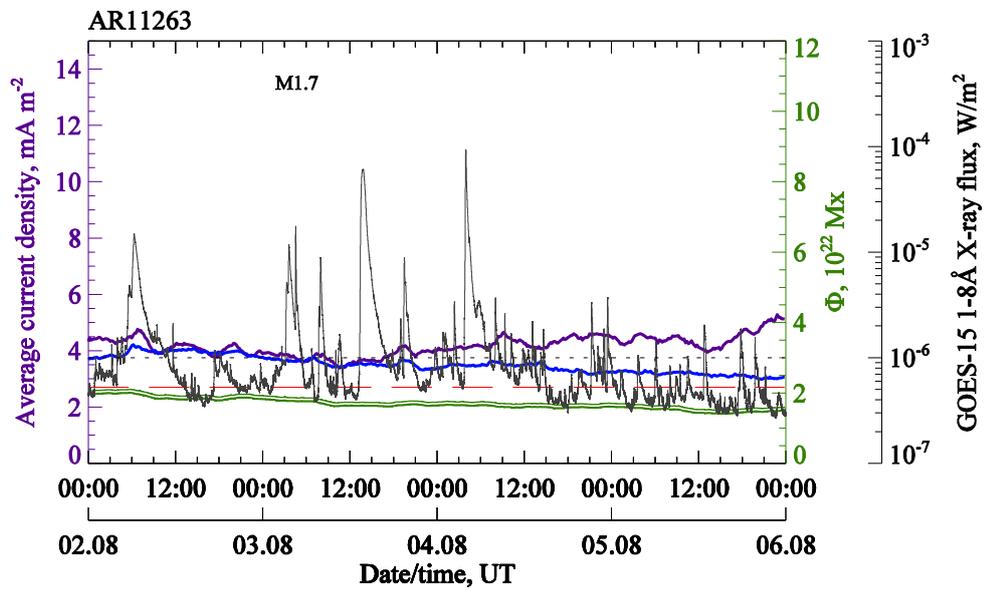
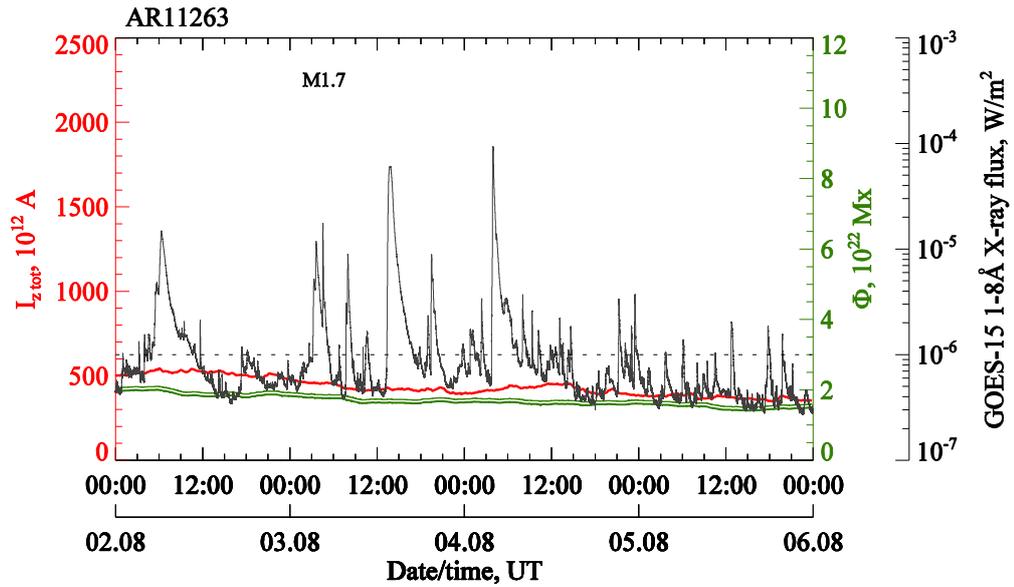
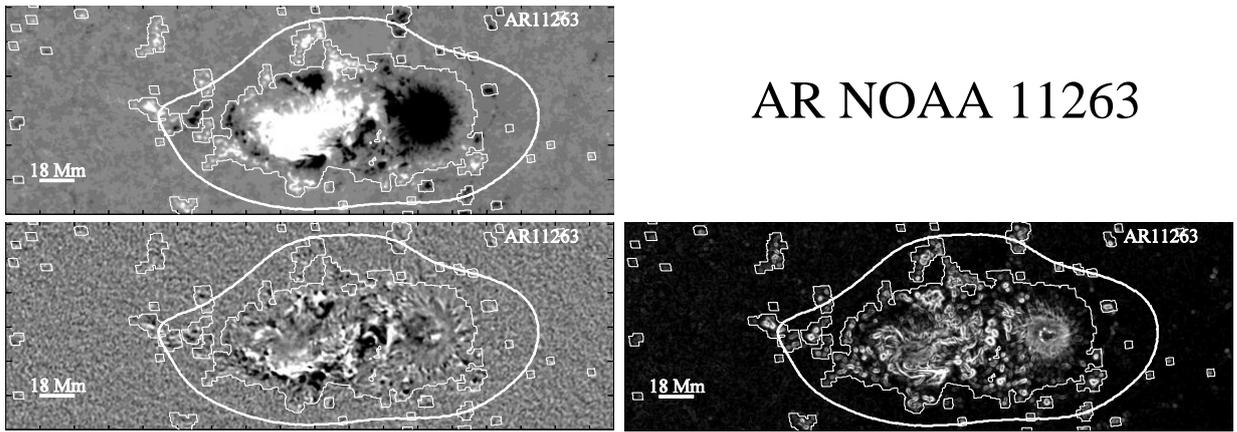
На нижнем графике отображены временные вариации средней беззнаковой плотности горизонтального тока  $\langle |j_{\perp}| \rangle$  (фиолетовая кривая, шкала слева) и средней беззнаковой плотности вертикального тока  $\langle |j_z| \rangle$  (синяя кривая, шкала слева) и магнитного потока АО (зеленая двойная кривая, зеленая шкала справа). Красным горизонтальным пунктиром с длинными штрихами отмечен «критический» уровень величины  $\langle |j_z| \rangle$  2.7 мА м<sup>-2</sup> (детальнее см. Главу 3 диссертации). Здесь можно отметить отсутствие синхронности, подобной наблюдаемой в паре величин  $I_{z\ tot} - \Phi$  почти для всех АО анализируемый выборки.

На графиках для мониторинга уровня вспышечной активности серой кривой отображен поток рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8Å на орбите Земли по данным КА GOES-15. Этим данным соответствует черная шкала справа. В каждом случае указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек, ассоциированных с исследуемой АО. Черный горизонтальный пунктир с короткими штрихами на графиках отображает уровень потока рентгеновского излучения, соответствующего вспышке класса C1.0 (10<sup>-6</sup> Вт м<sup>-2</sup>).

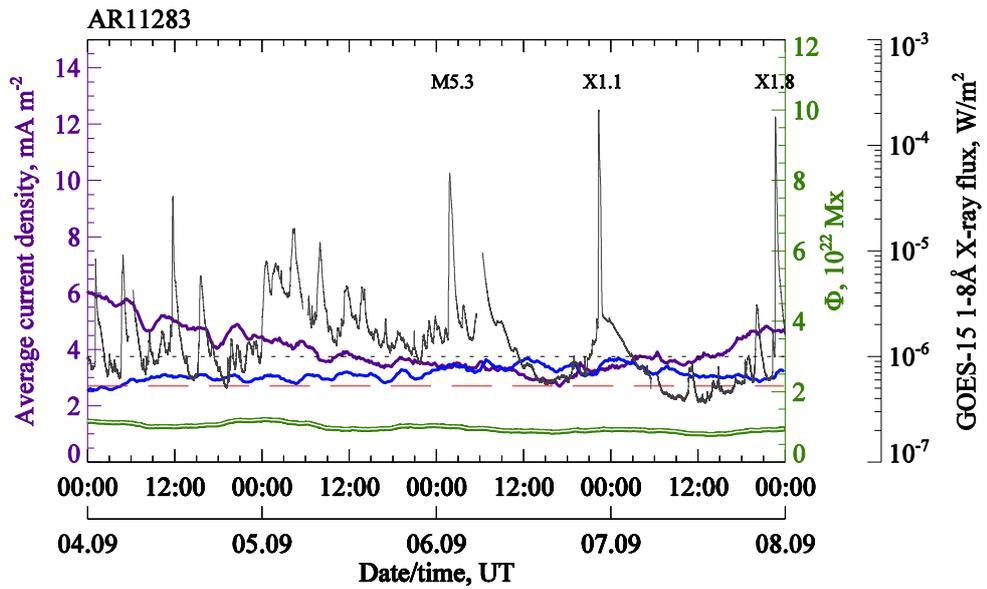
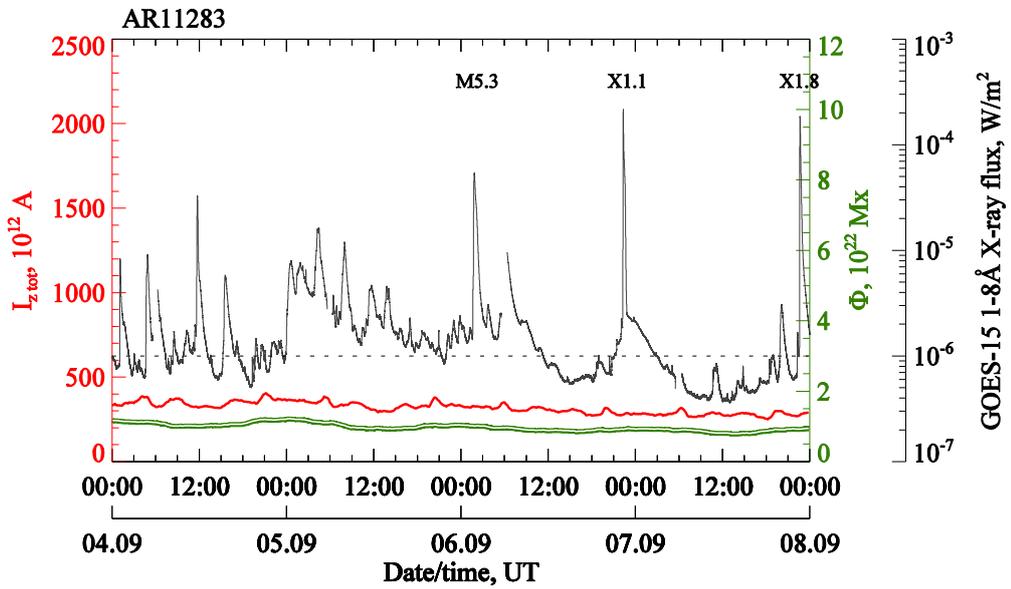
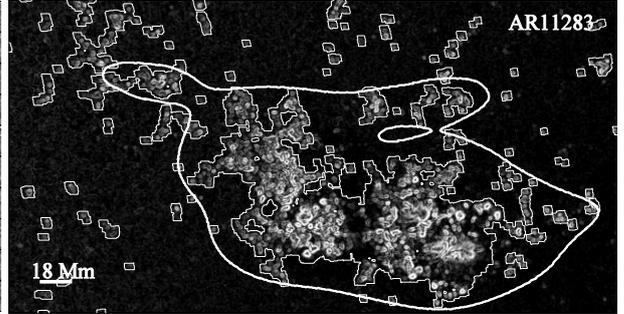
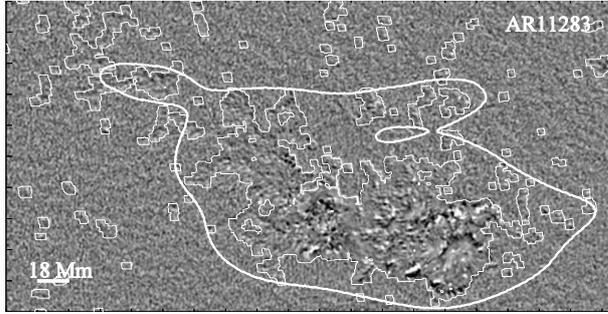
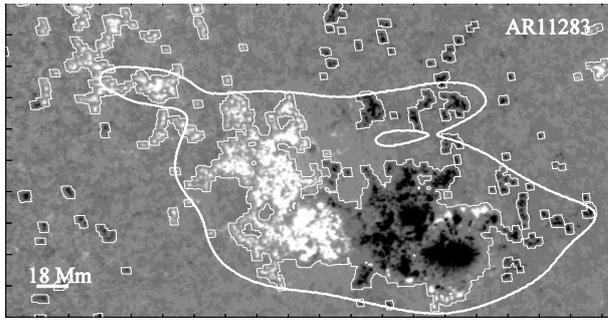
# AR NOAA 11261



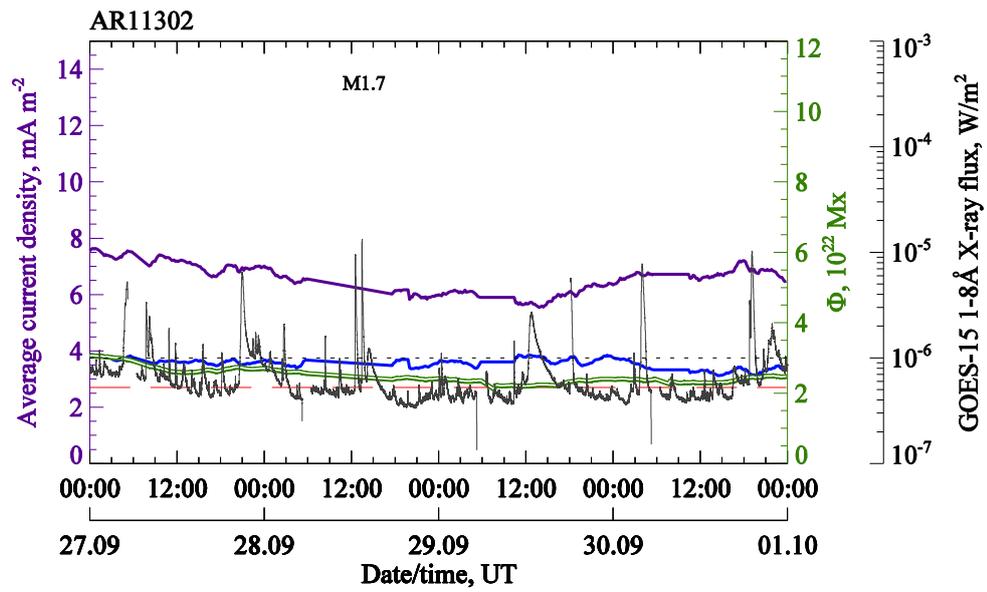
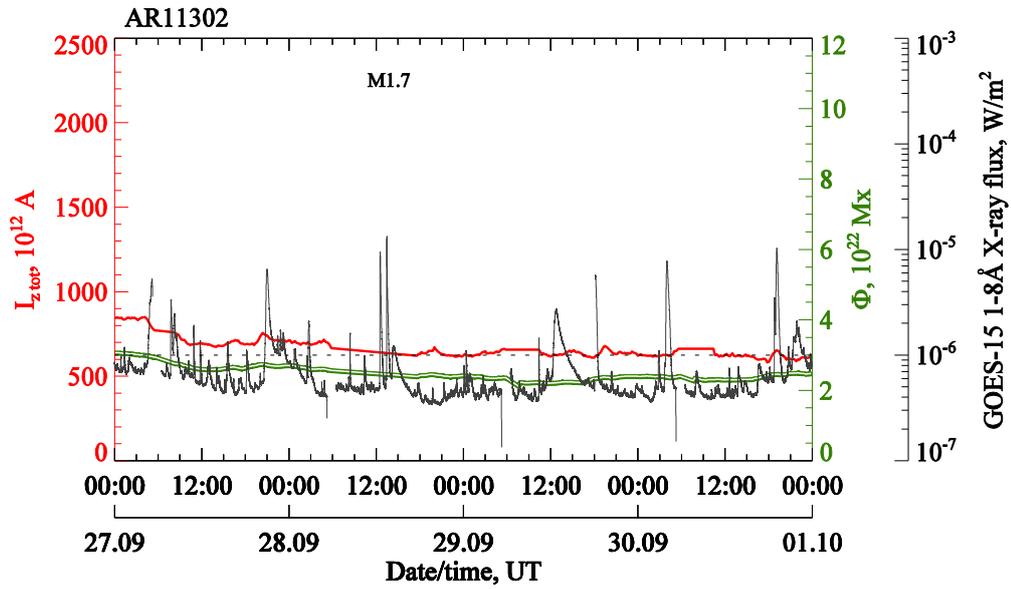
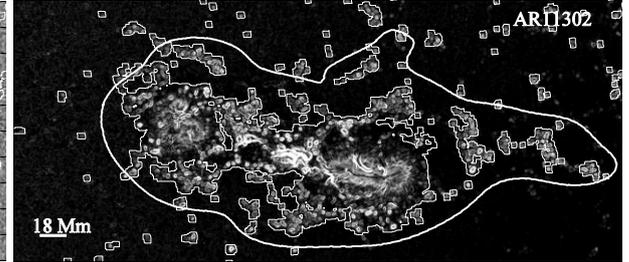
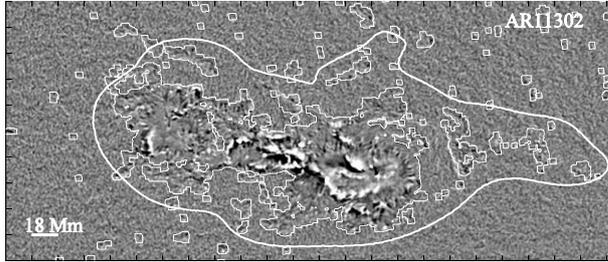
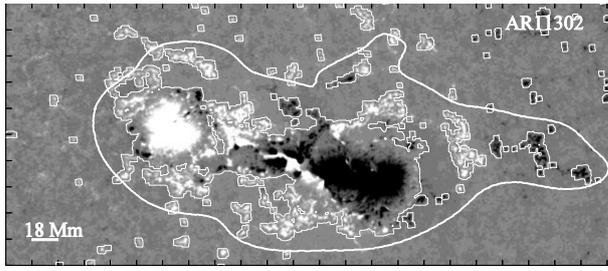
# AR NOAA 11263



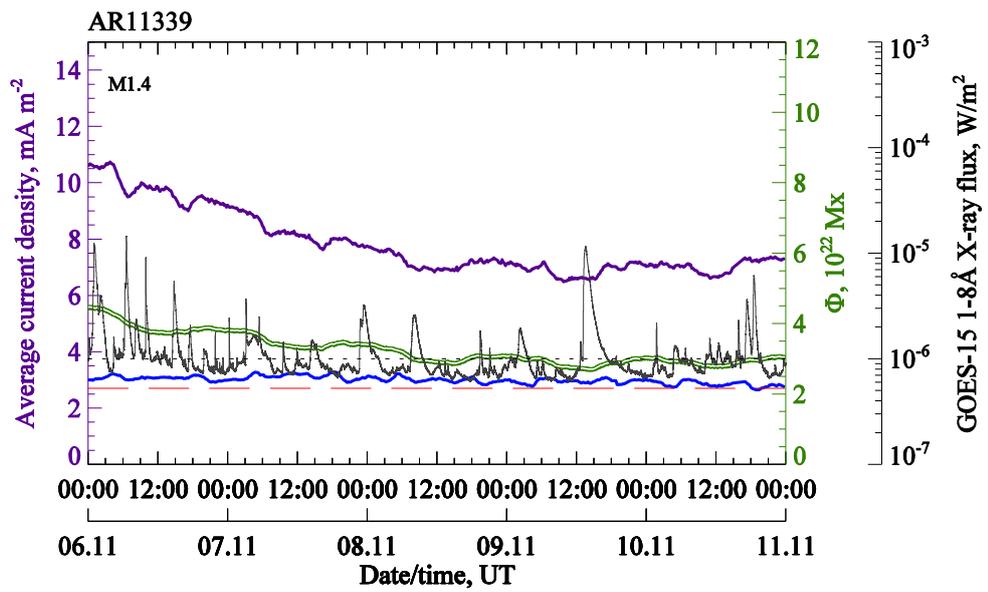
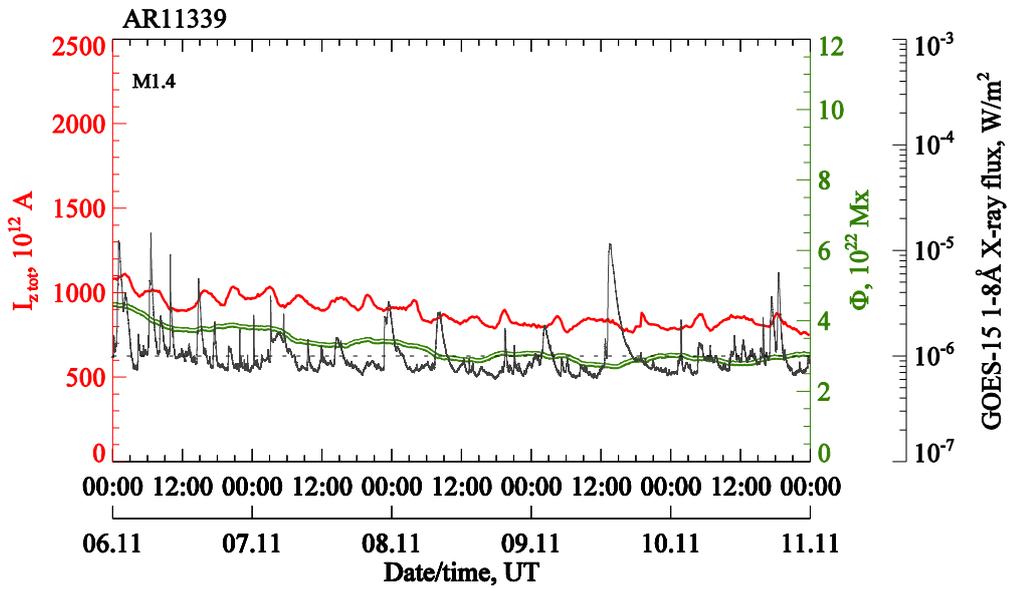
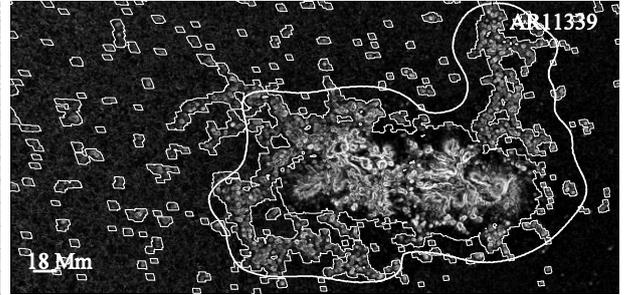
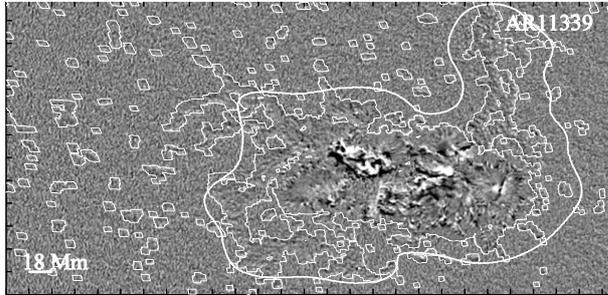
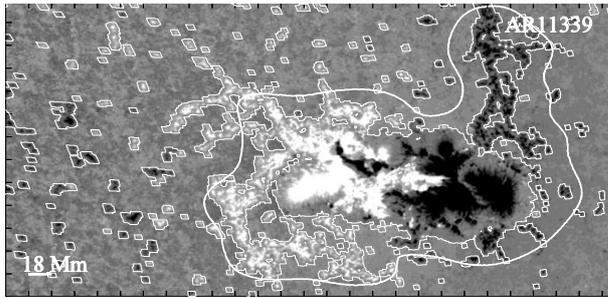
# AR NOAA 11283



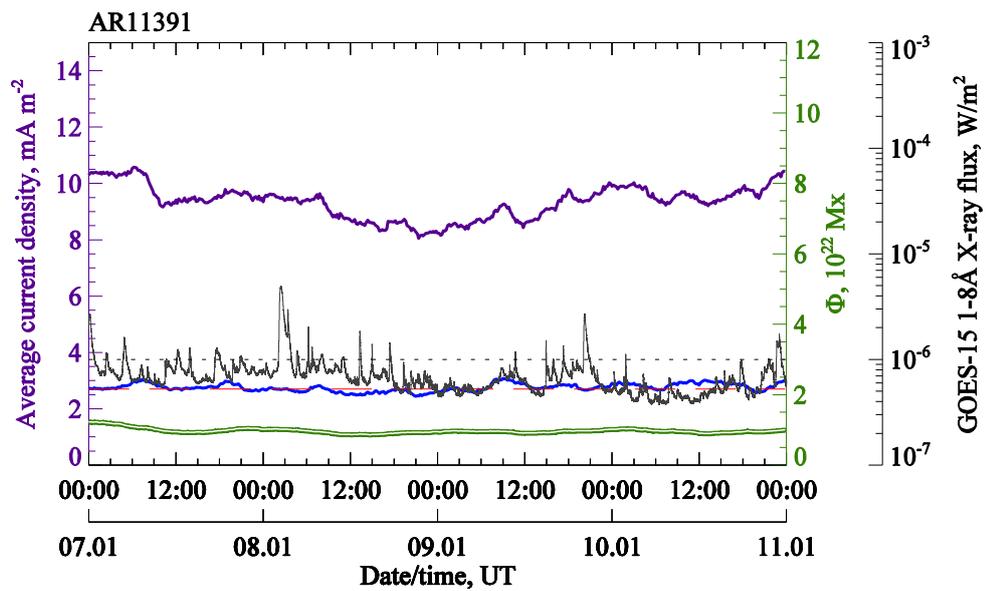
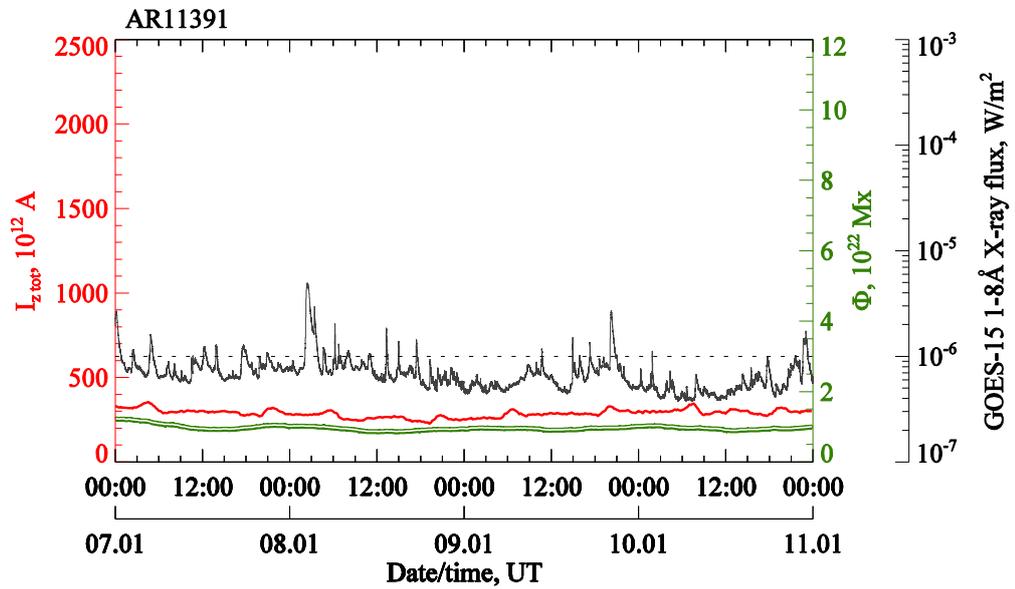
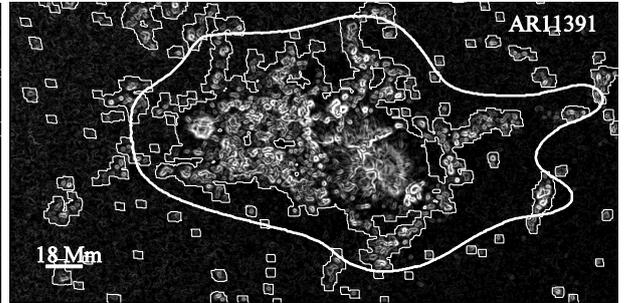
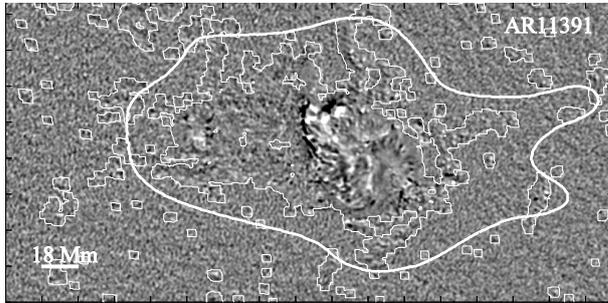
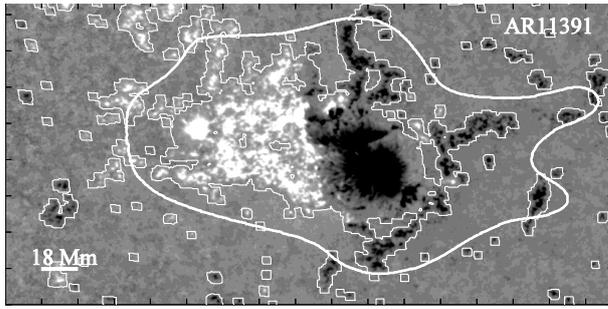
# AR NOAA 11302



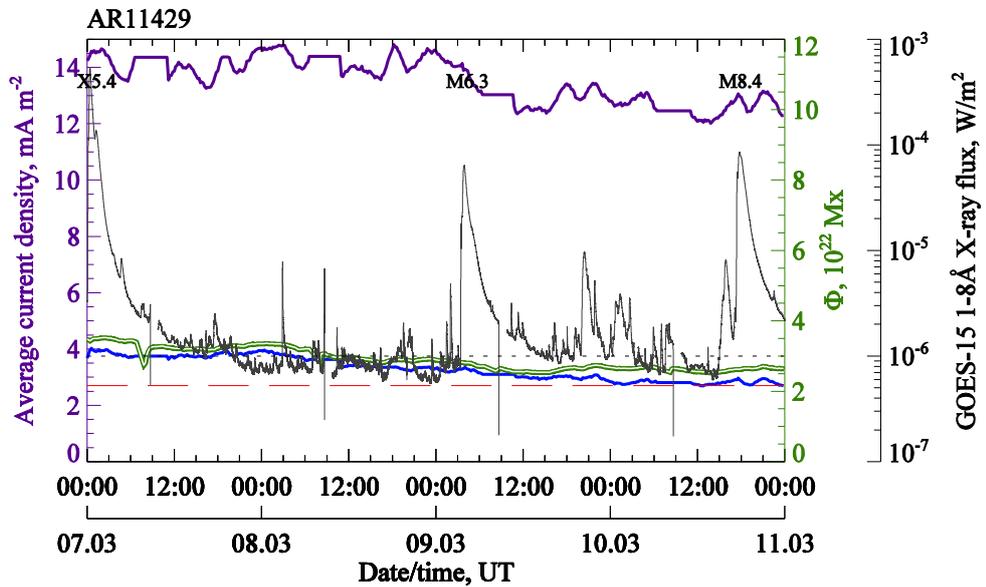
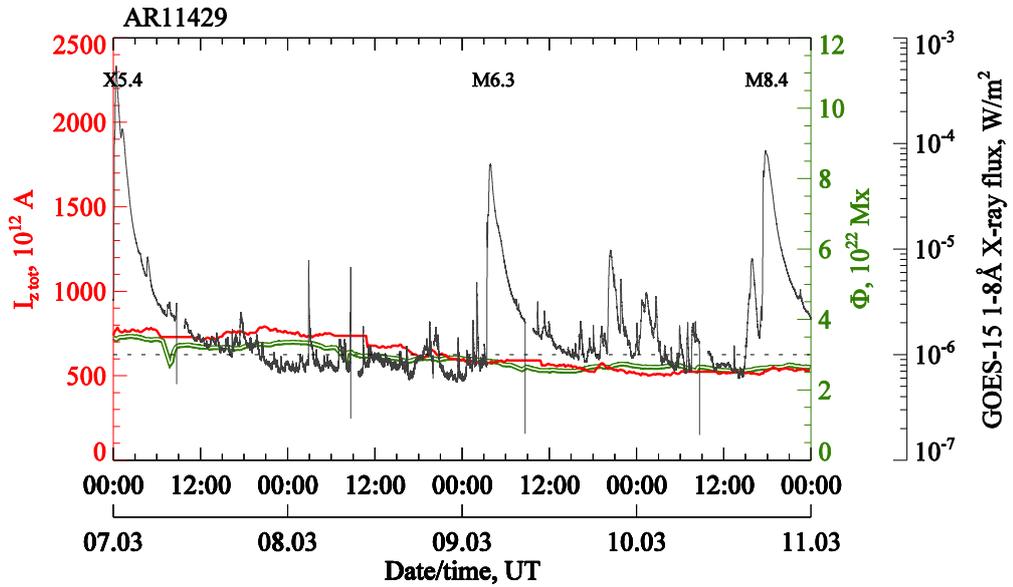
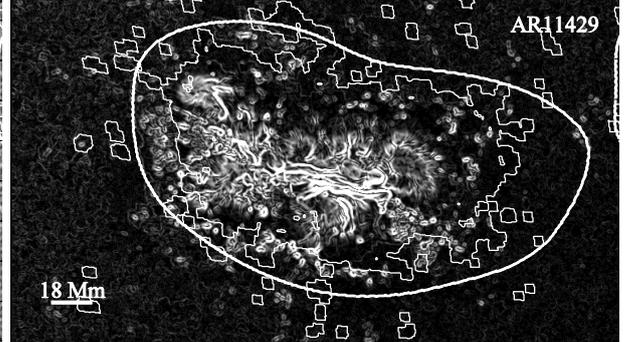
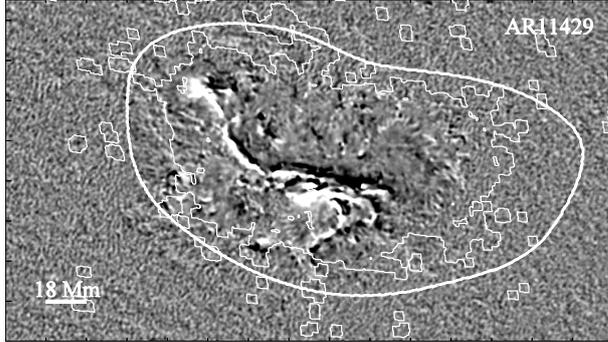
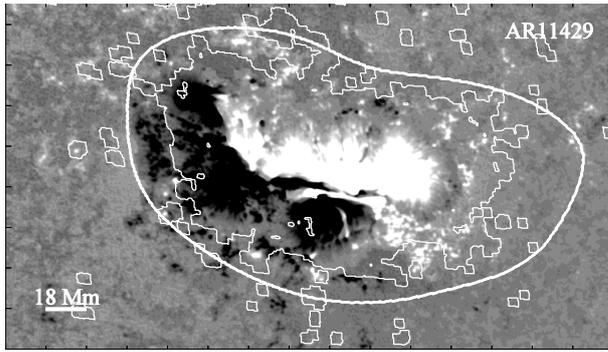
# AR NOAA 11339



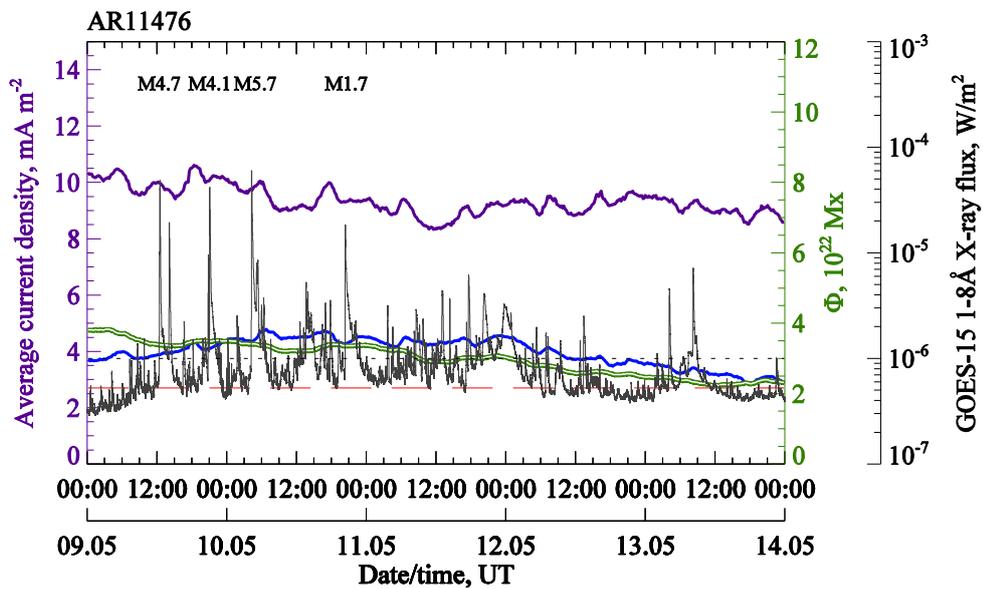
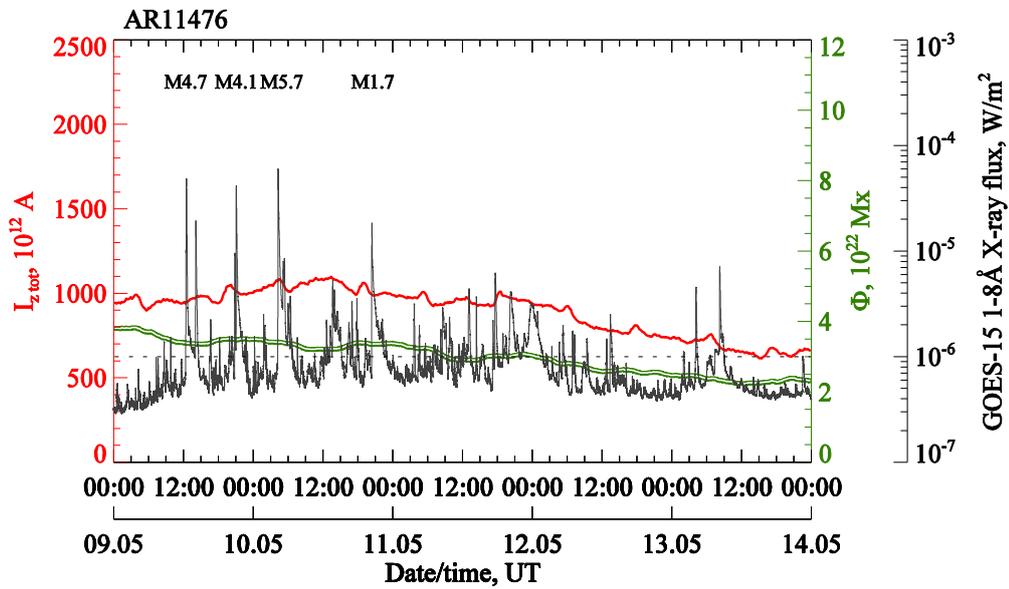
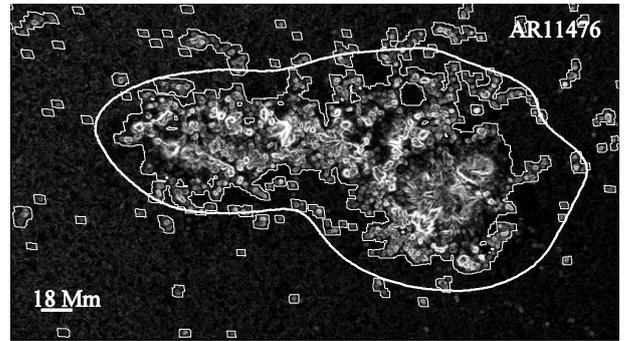
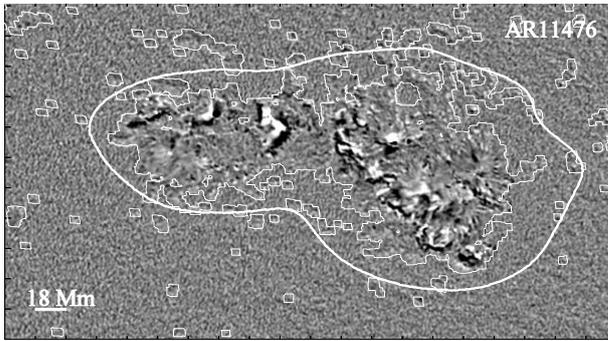
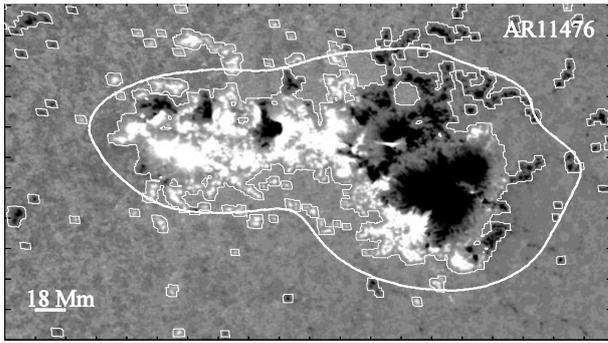
# AR NOAA 11391



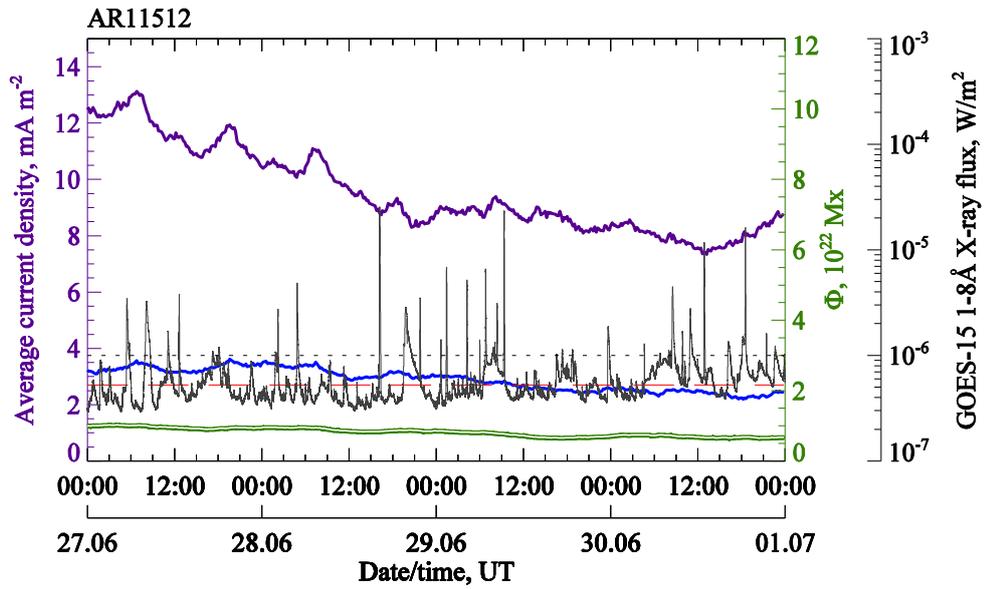
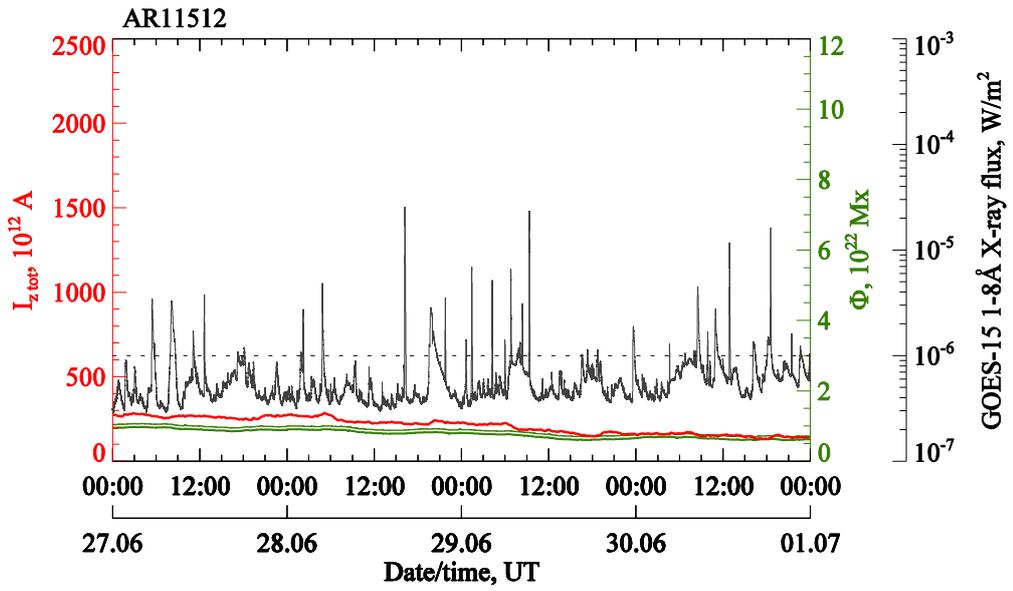
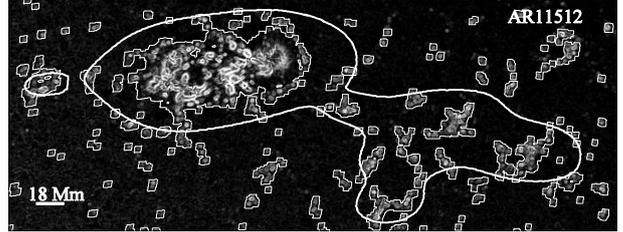
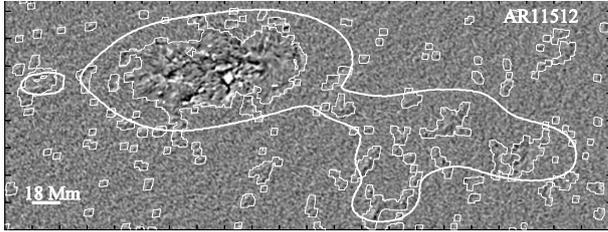
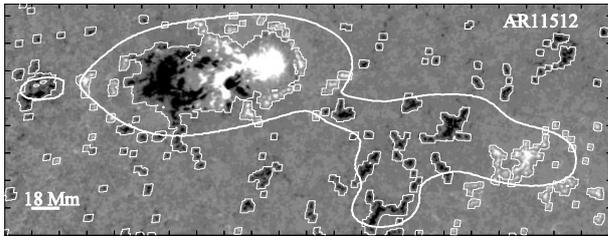
# AR NOAA 11429



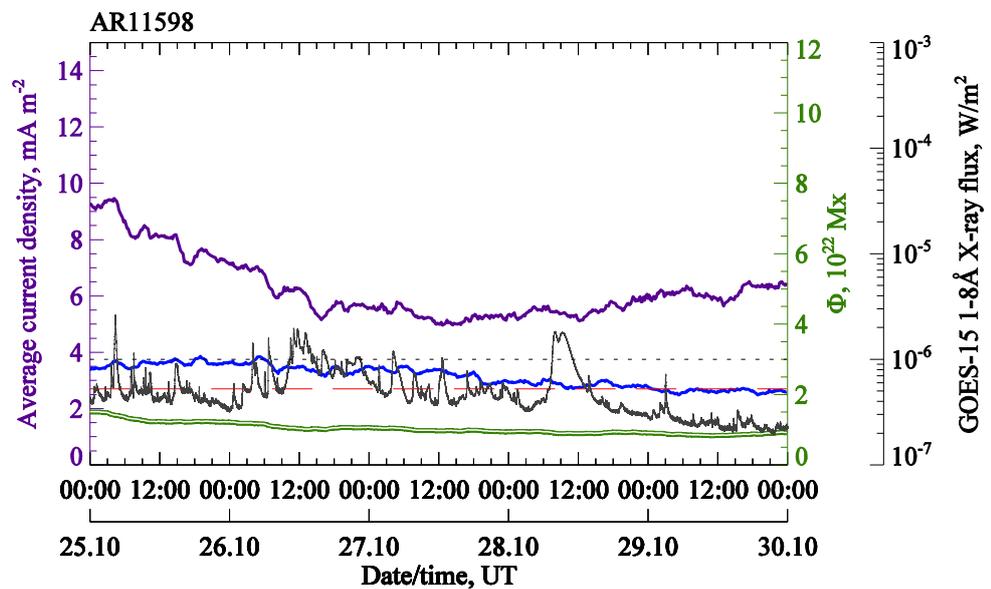
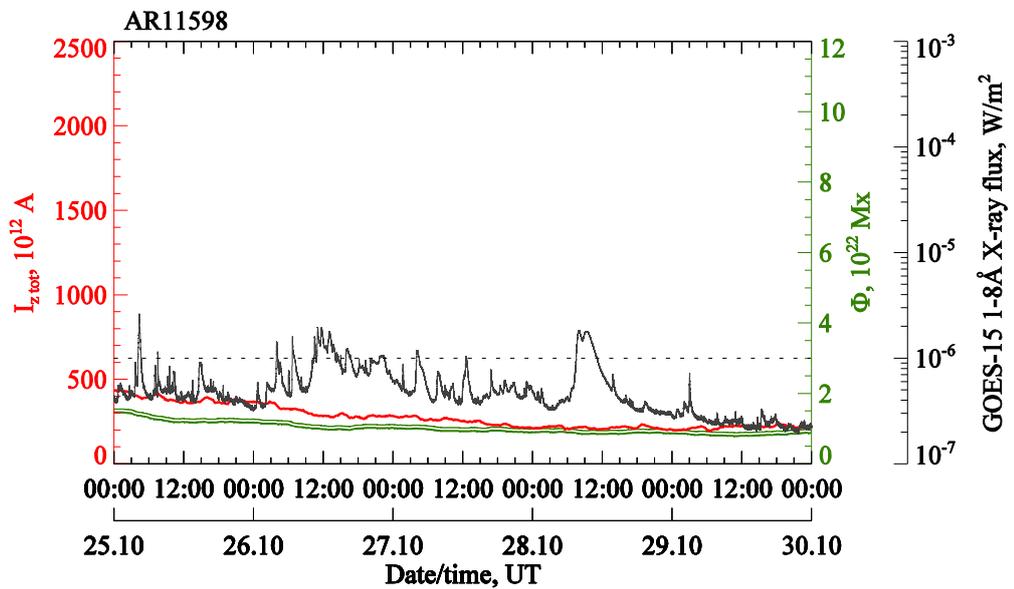
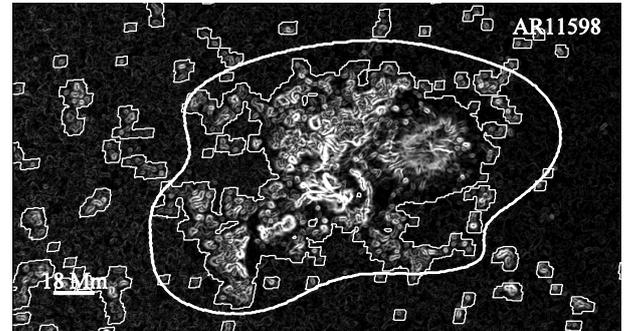
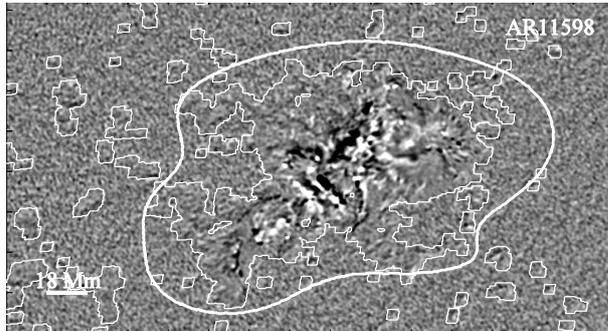
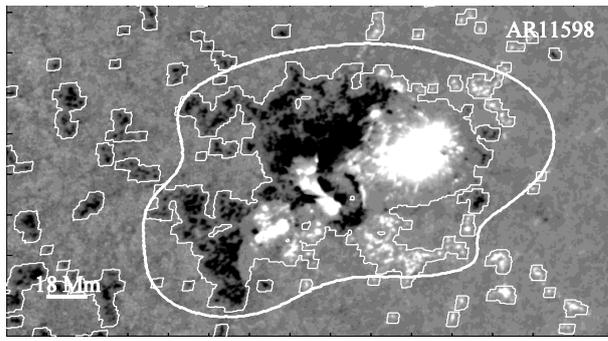
# AR NOAA 11476



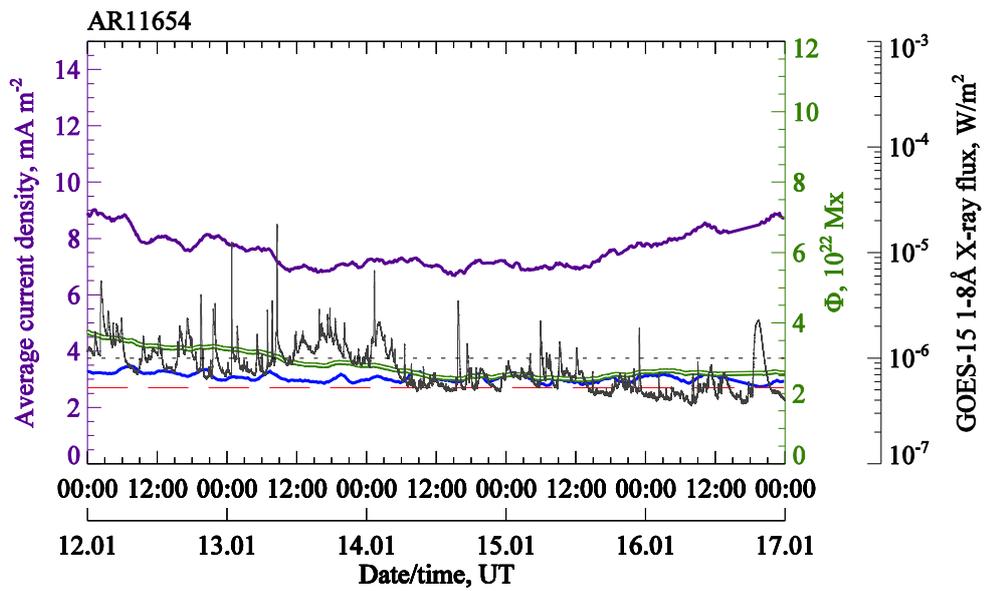
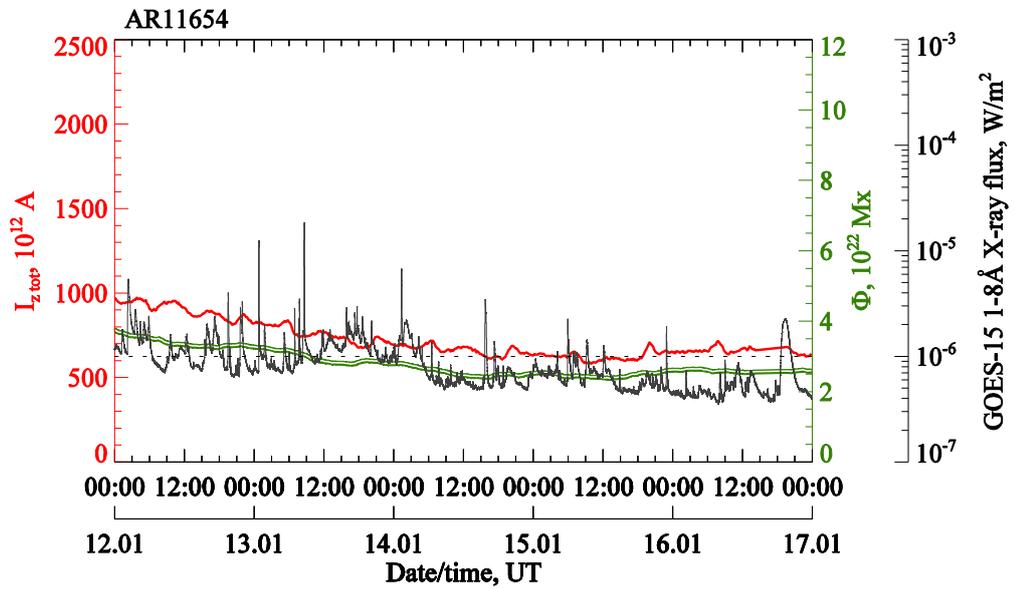
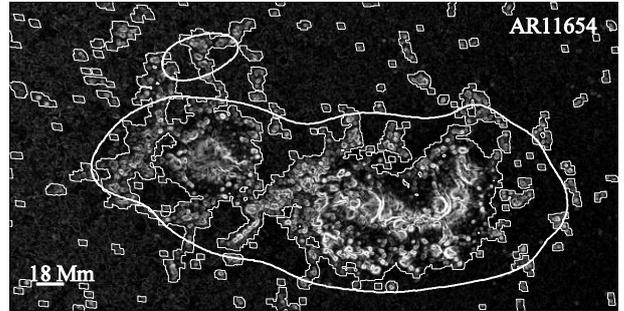
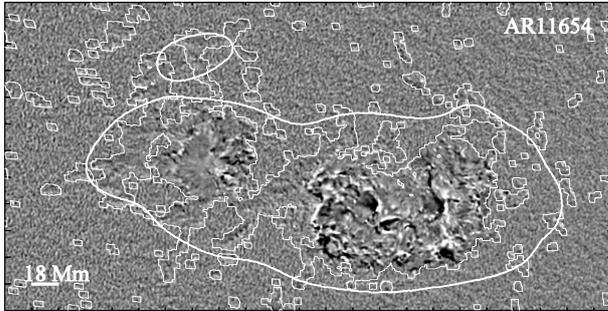
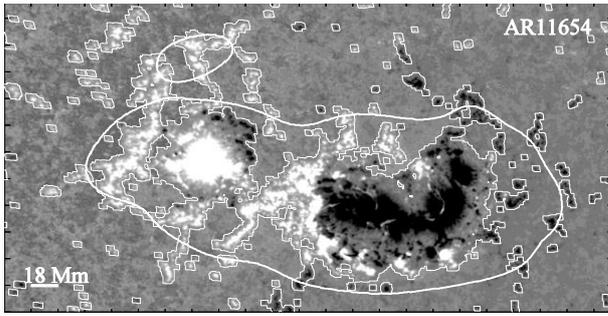
# AR NOAA 11512



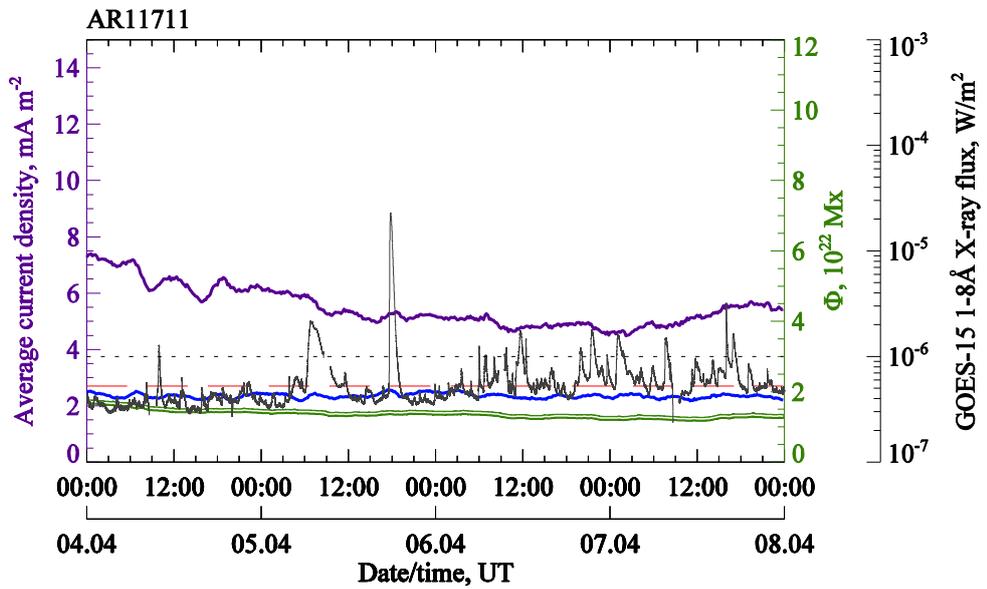
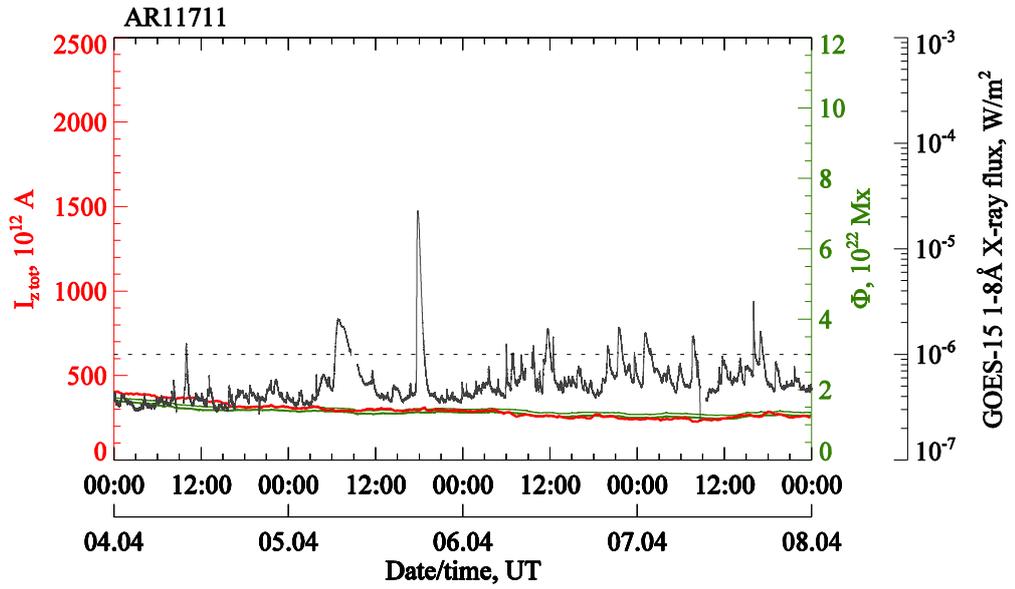
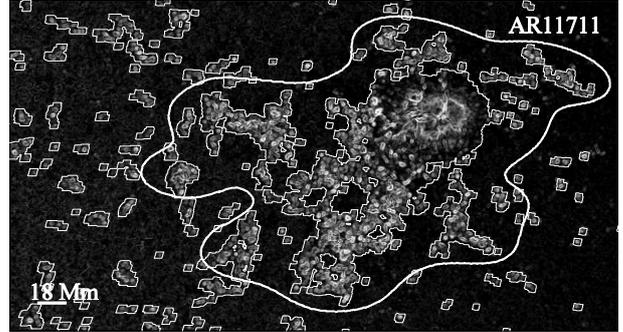
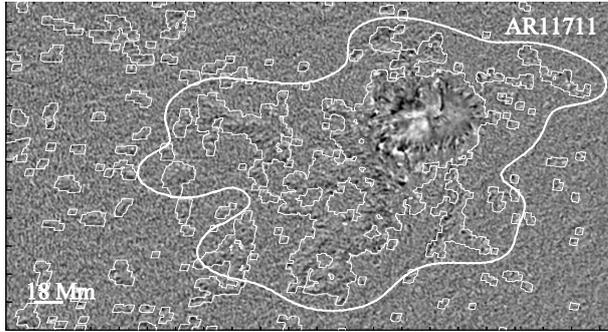
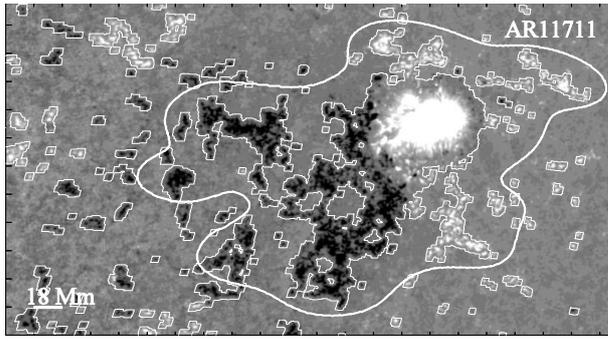
# AR NOAA 11598



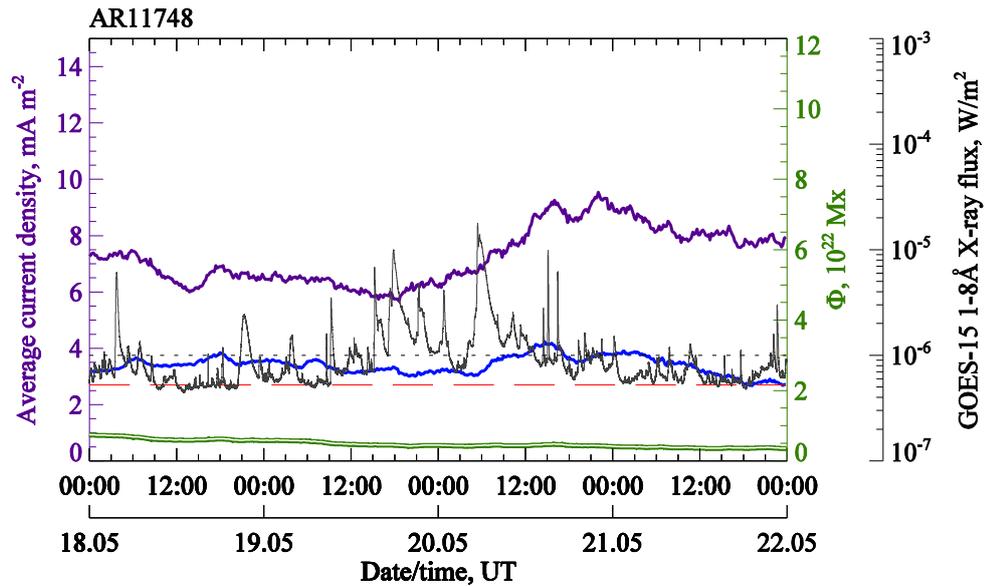
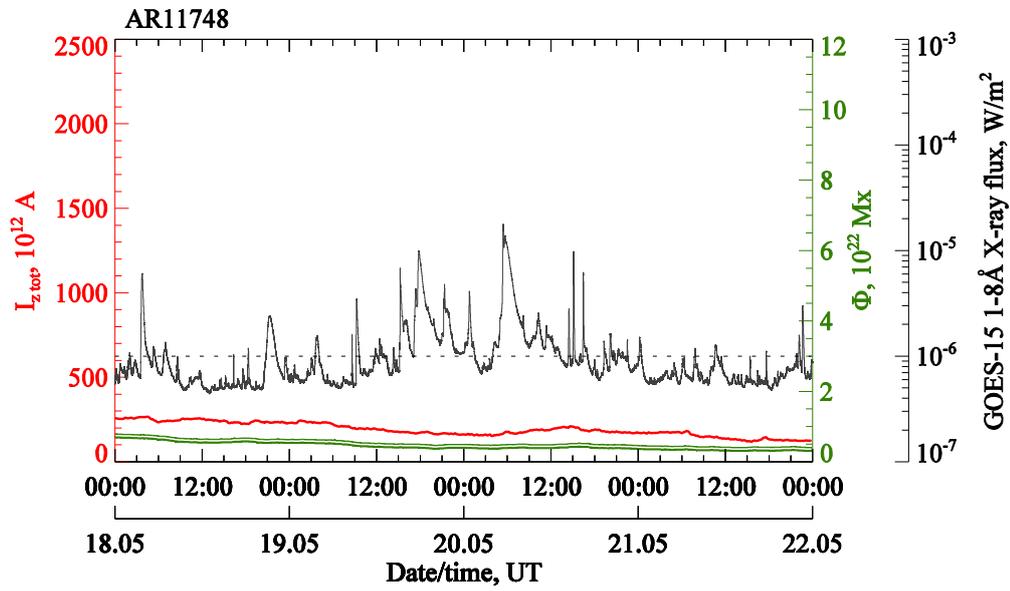
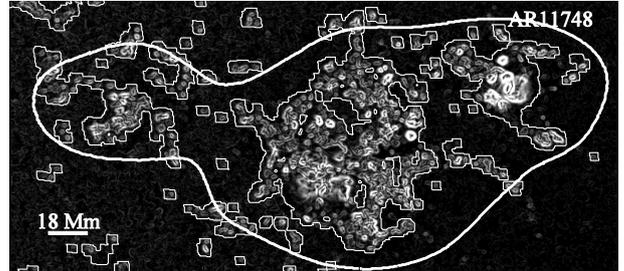
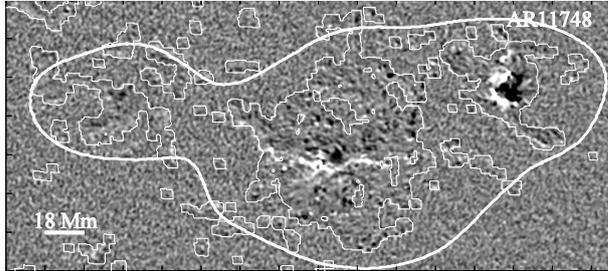
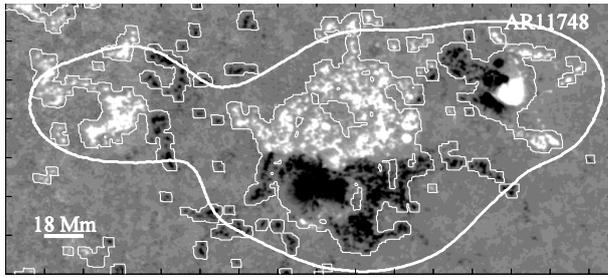
# AR NOAA 11654



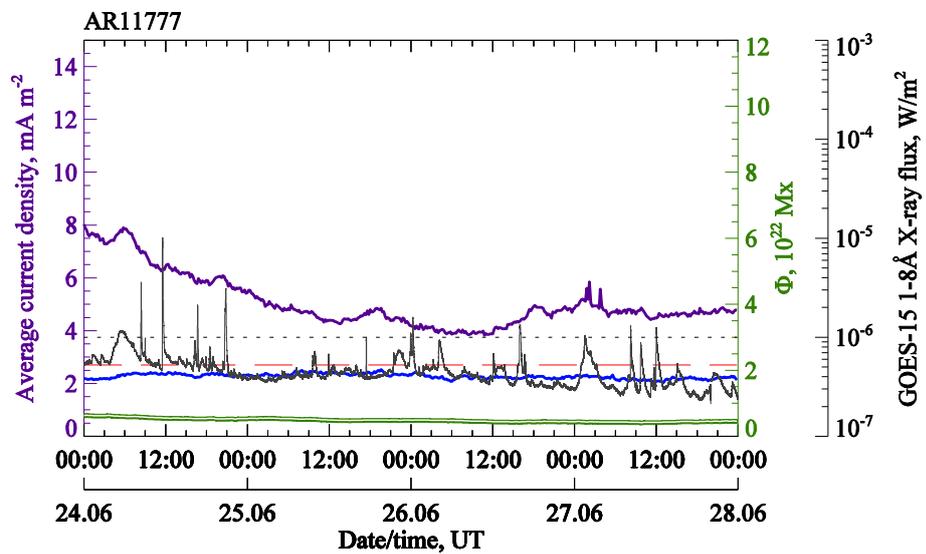
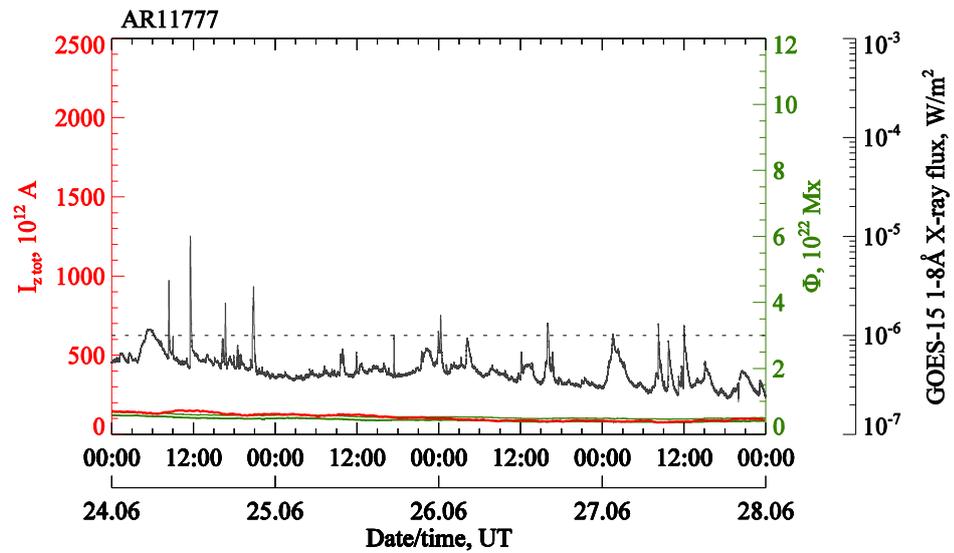
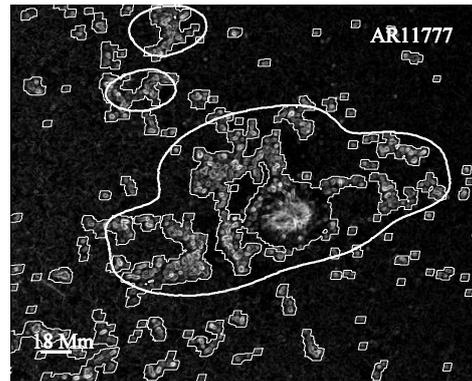
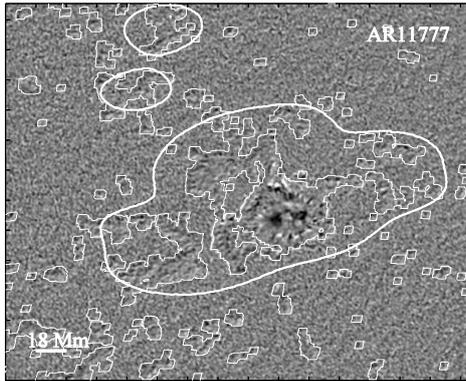
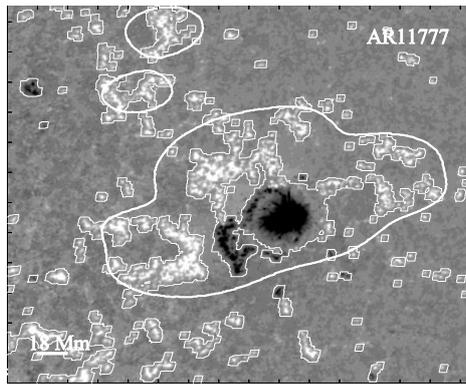
# AR NOAA 11711



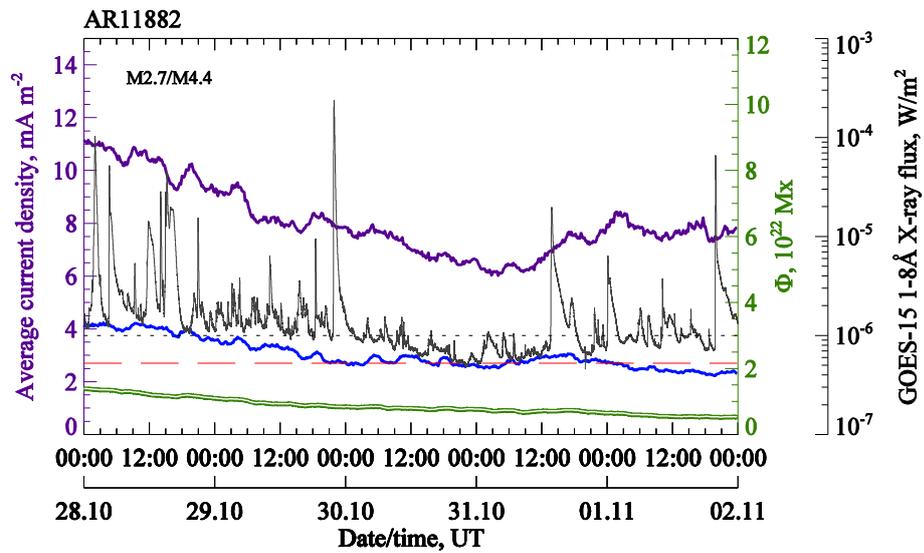
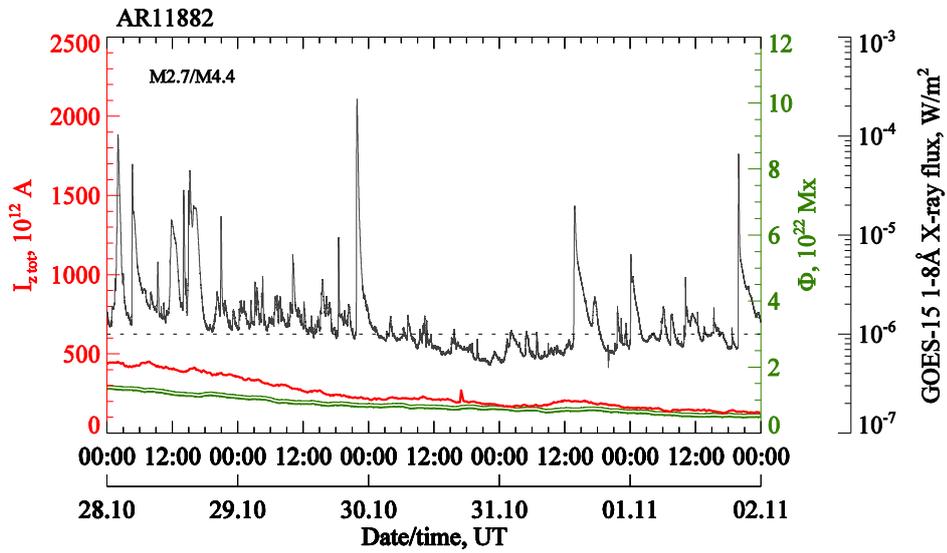
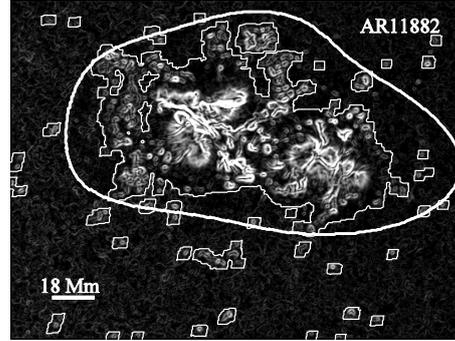
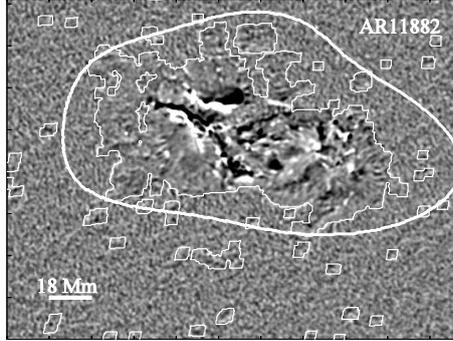
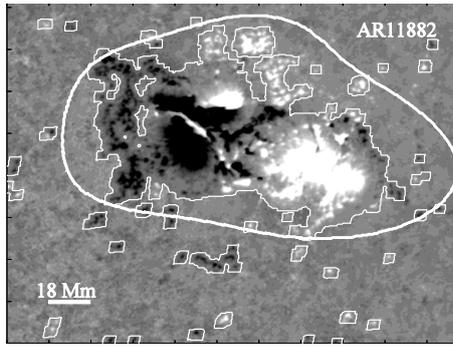
# AR NOAA 11748



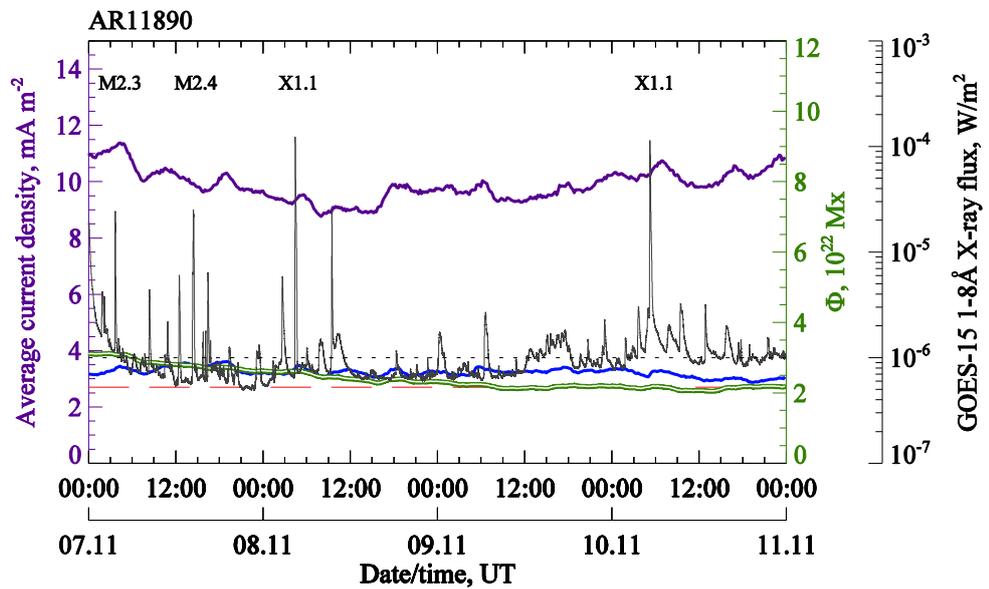
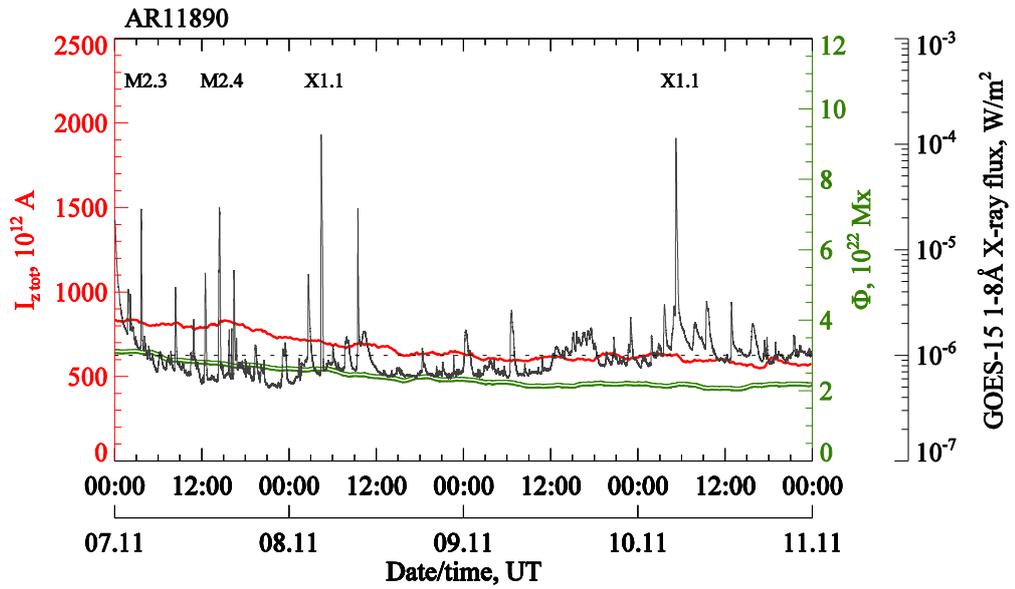
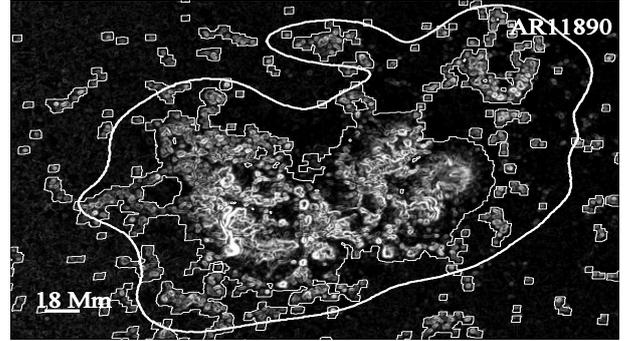
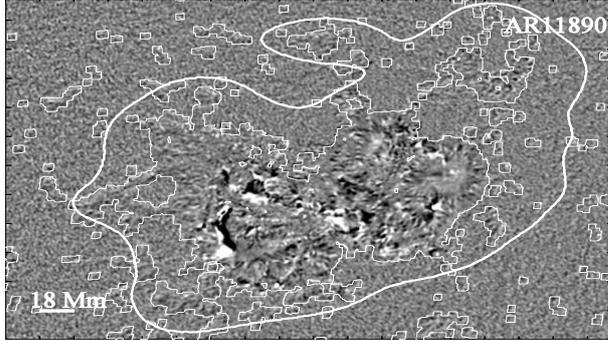
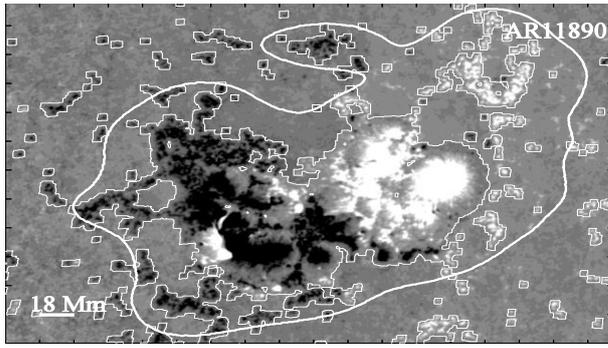
# AR NOAA 11777



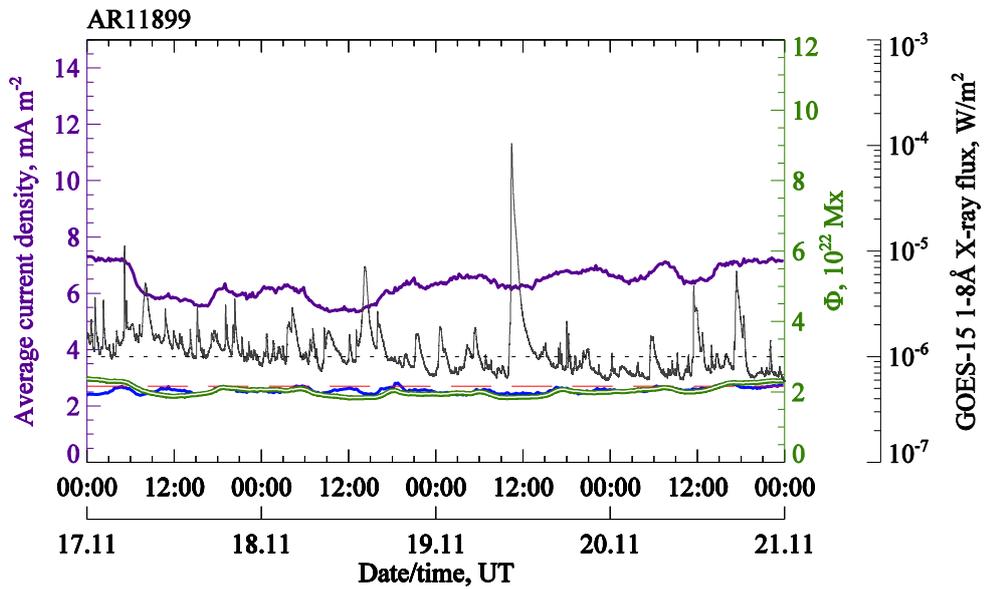
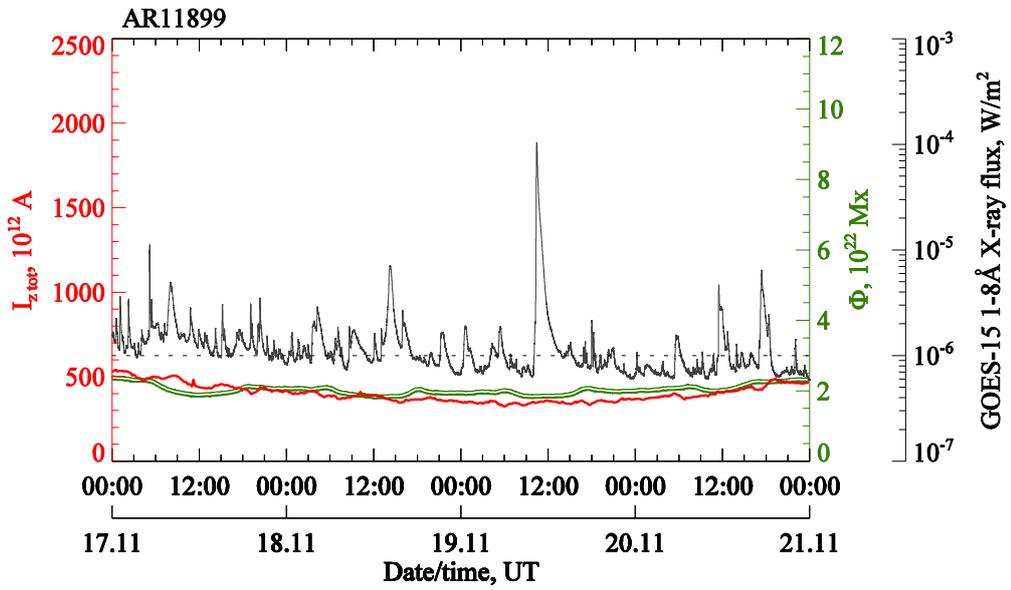
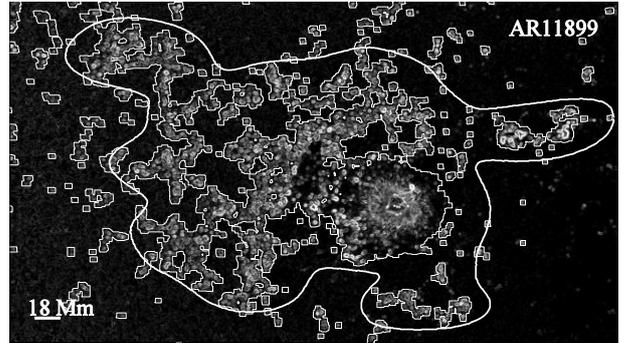
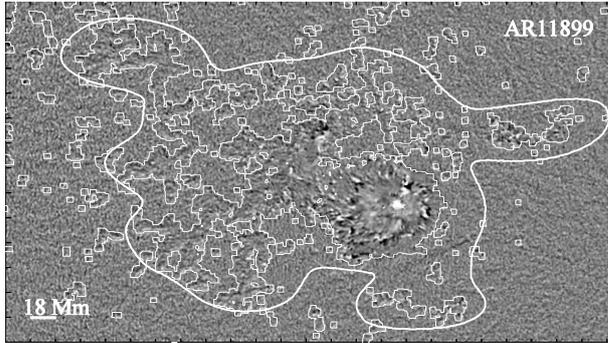
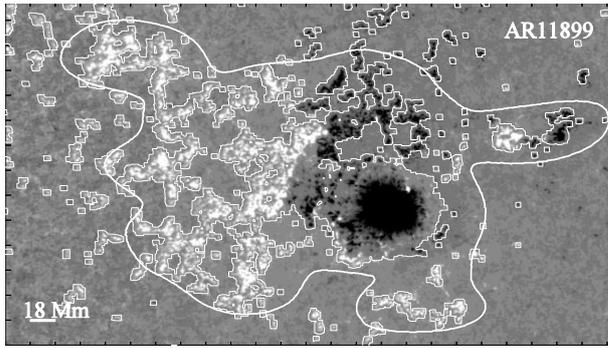
# AR NOAA 11882



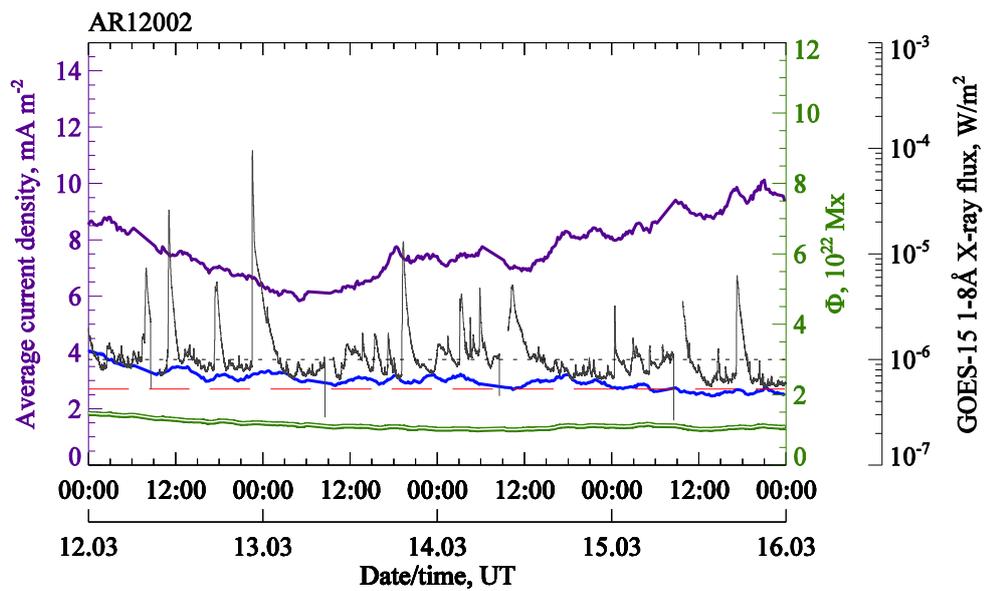
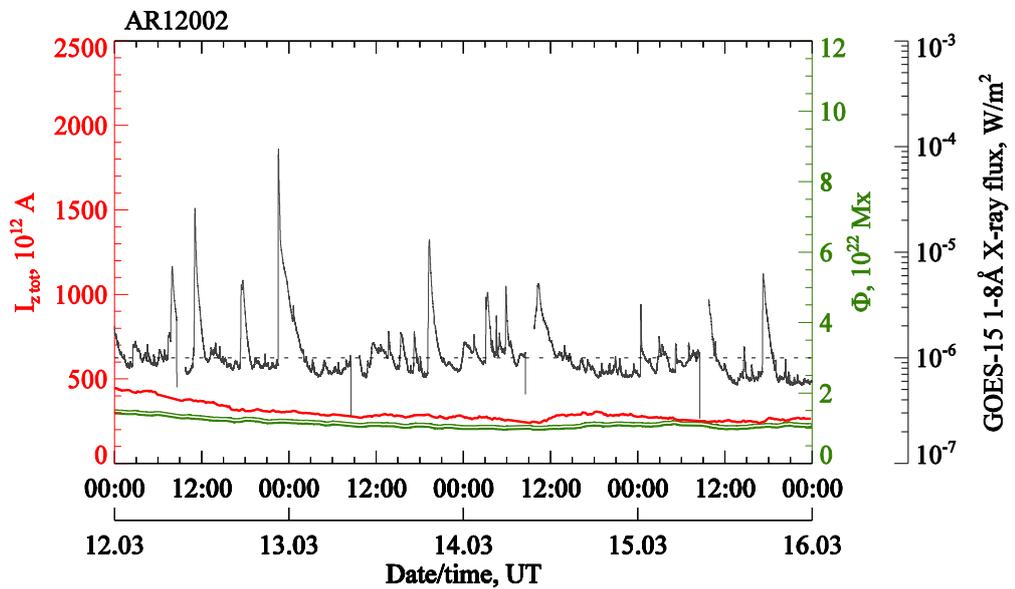
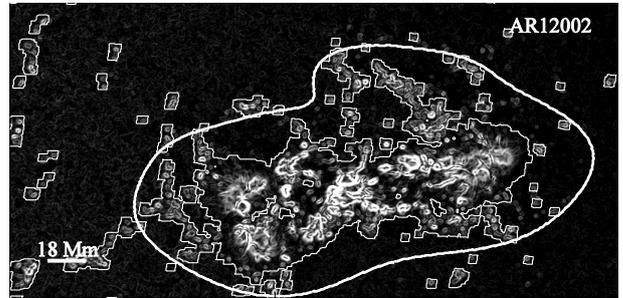
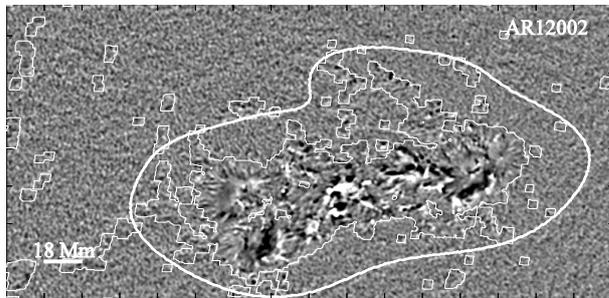
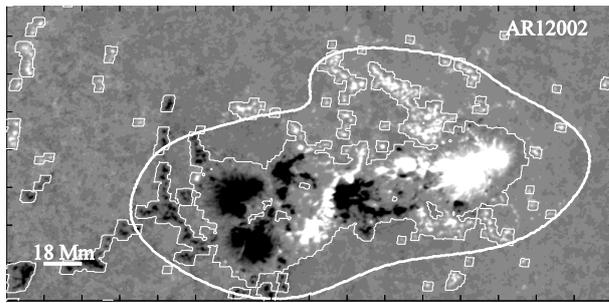
# AR NOAA 11890



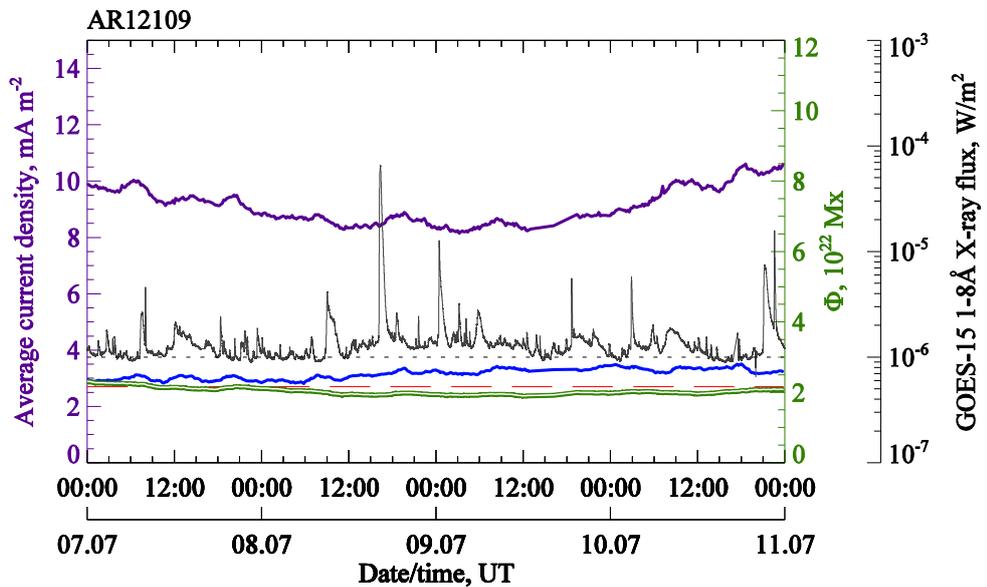
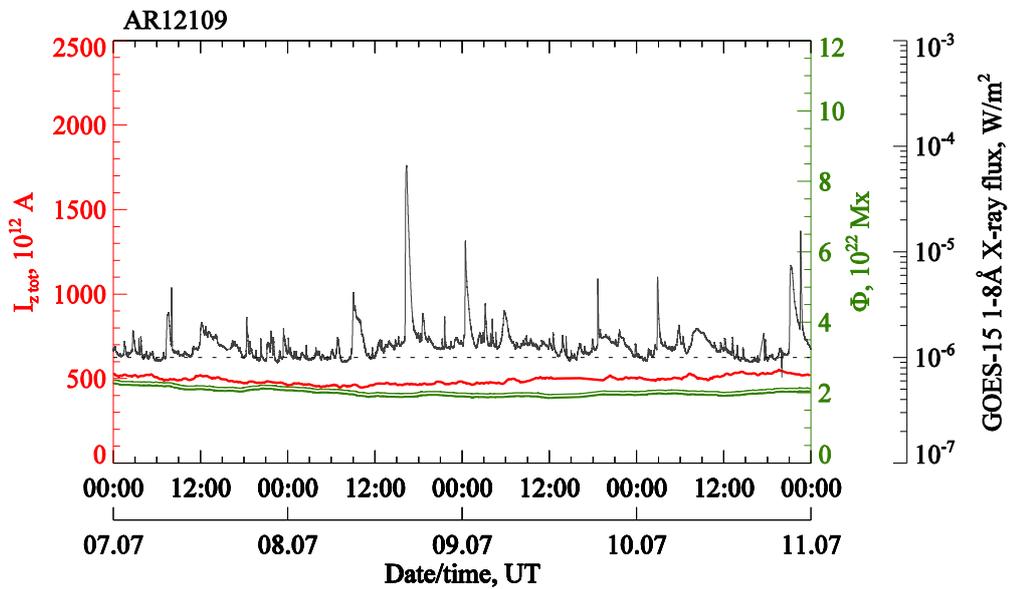
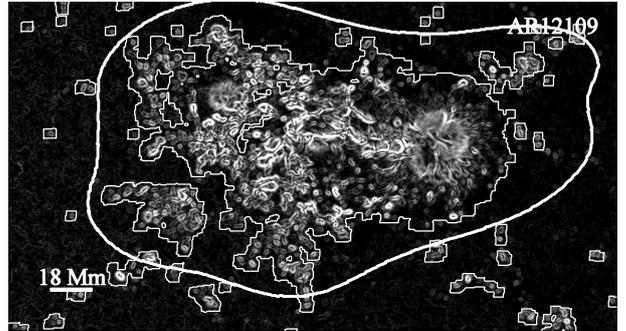
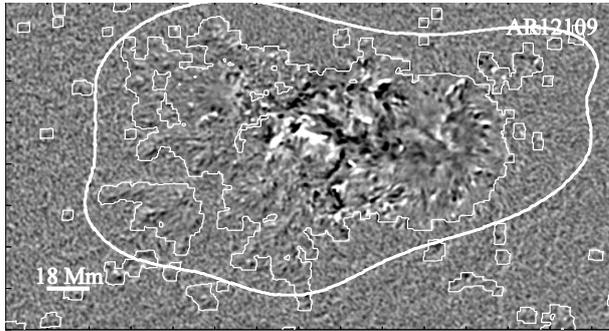
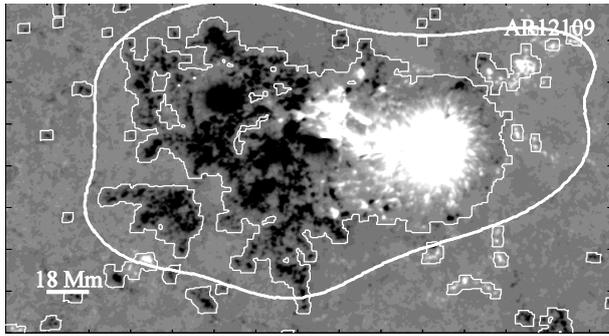
# AR NOAA 11899



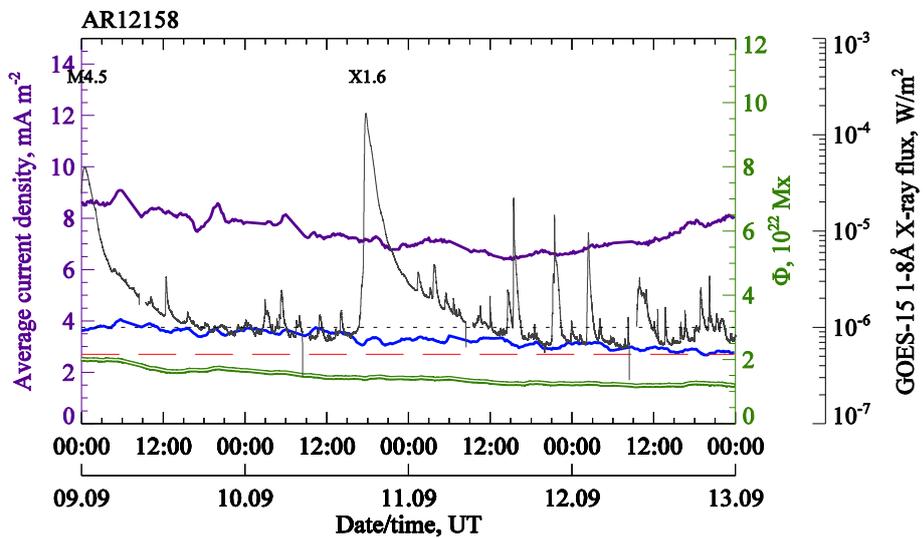
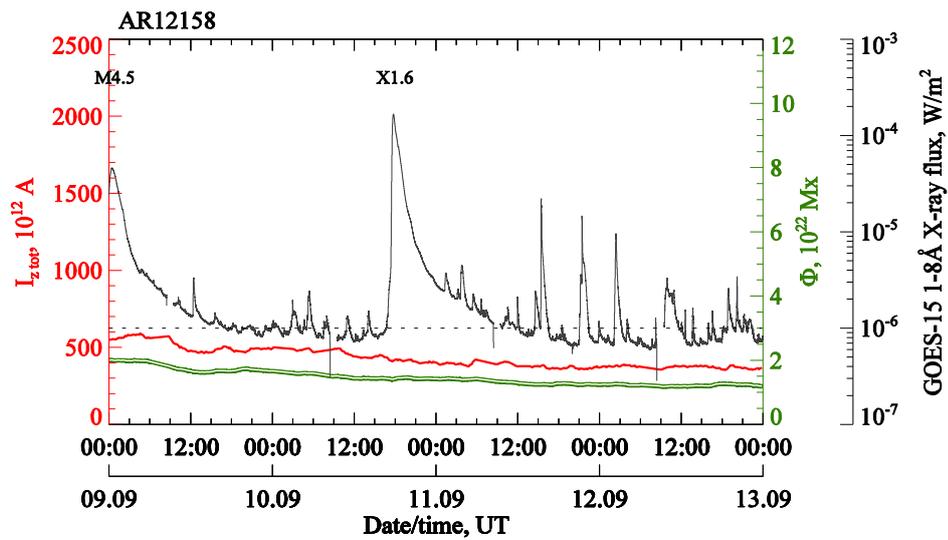
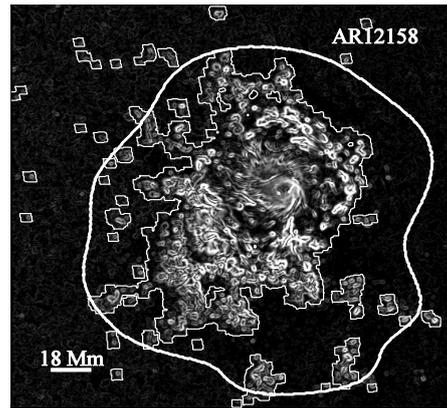
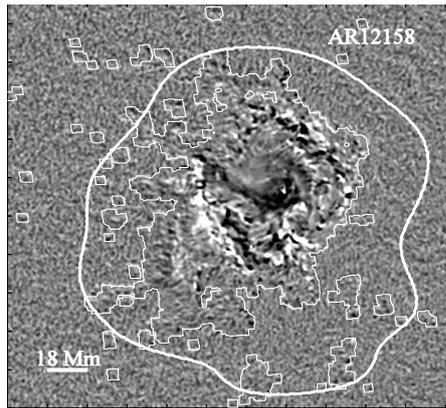
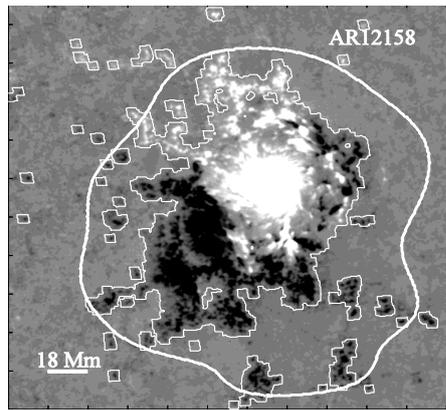
# AR NOAA 12002



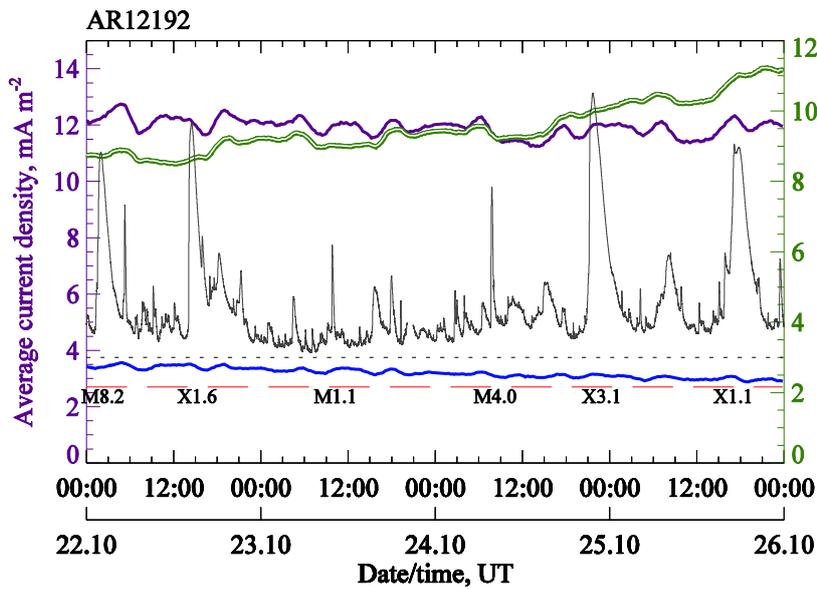
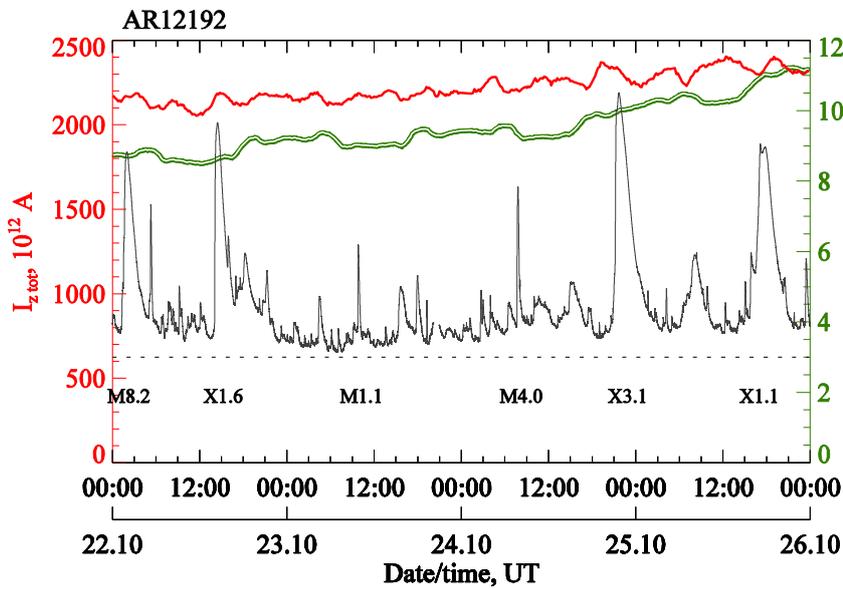
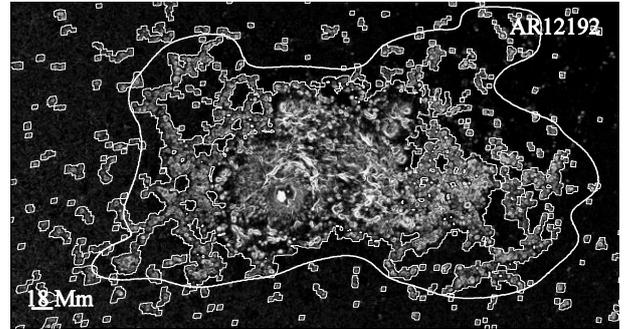
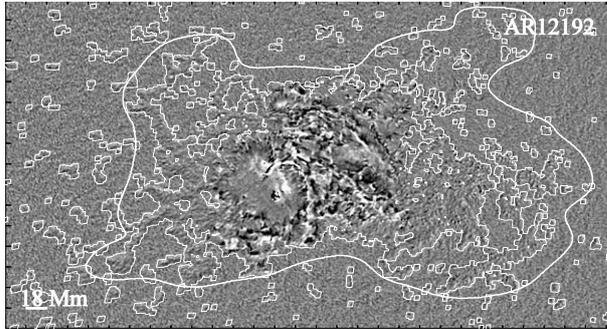
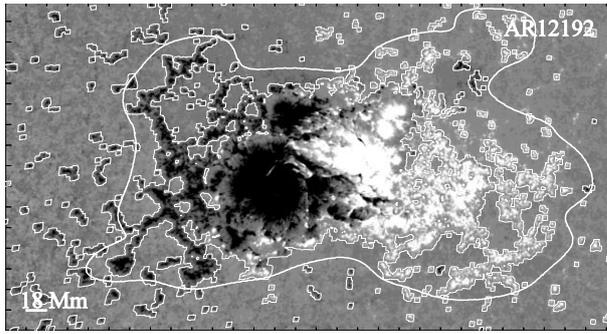
# AR NOAA 12109



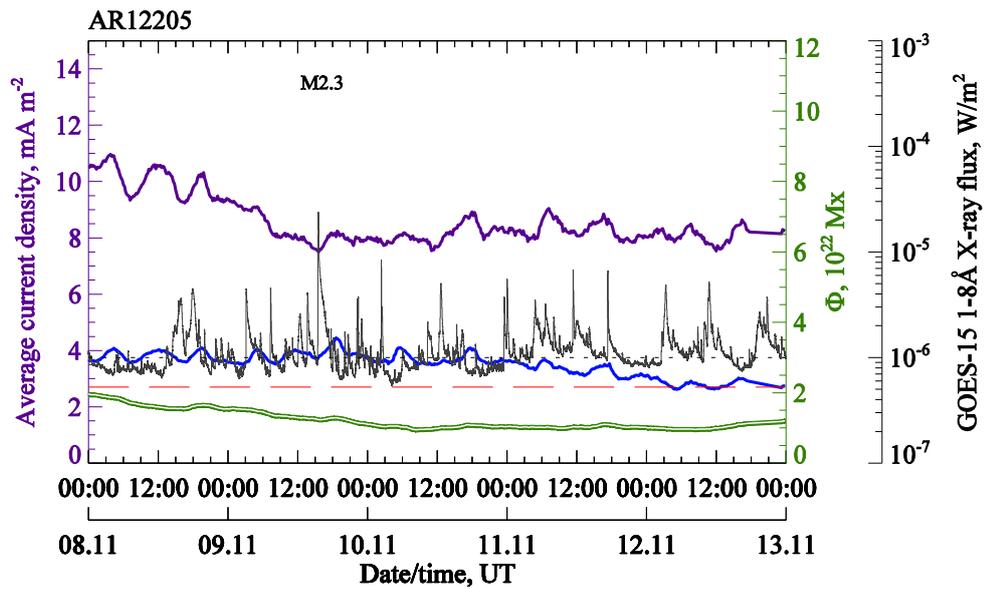
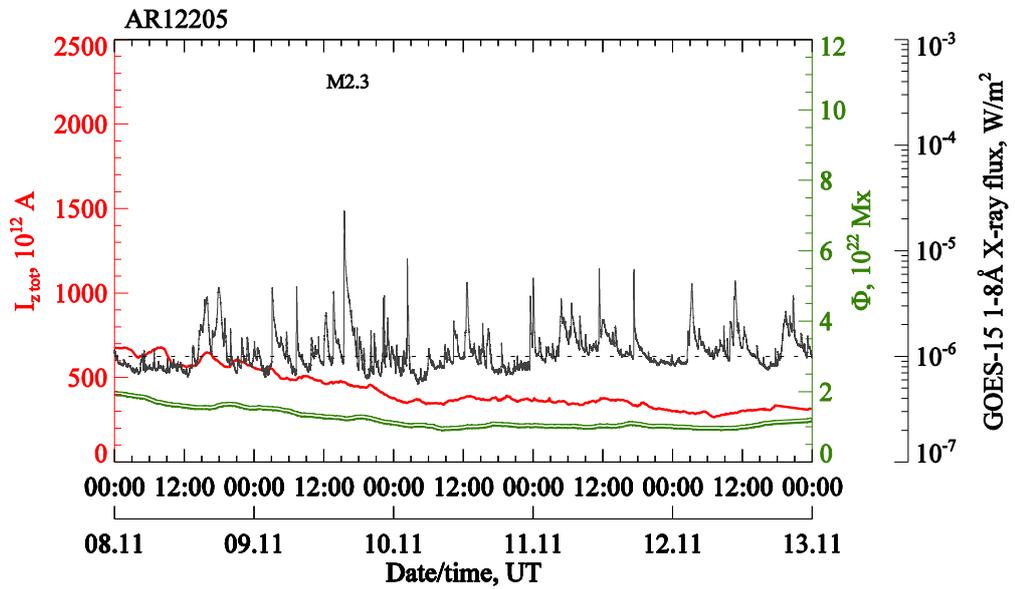
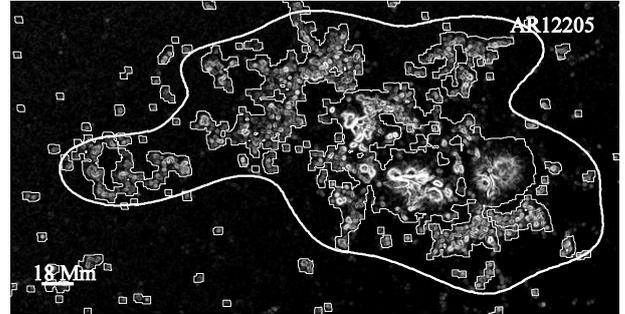
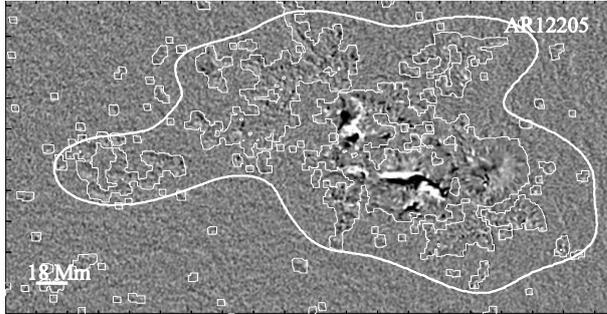
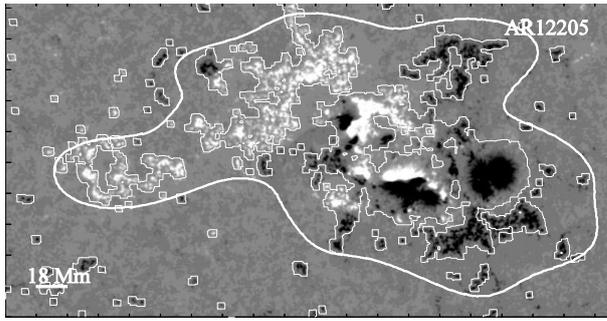
# AR NOAA 12158



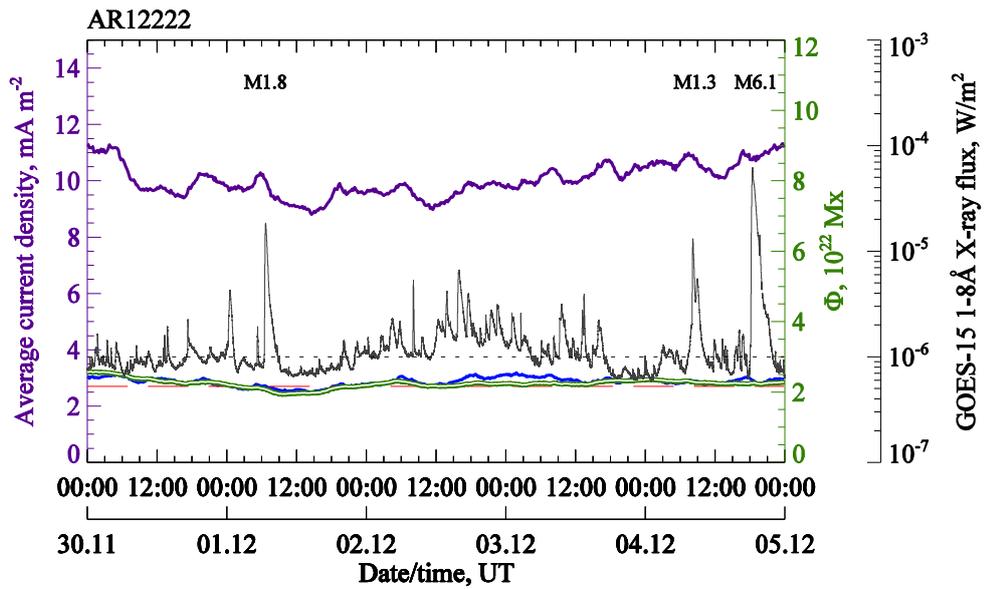
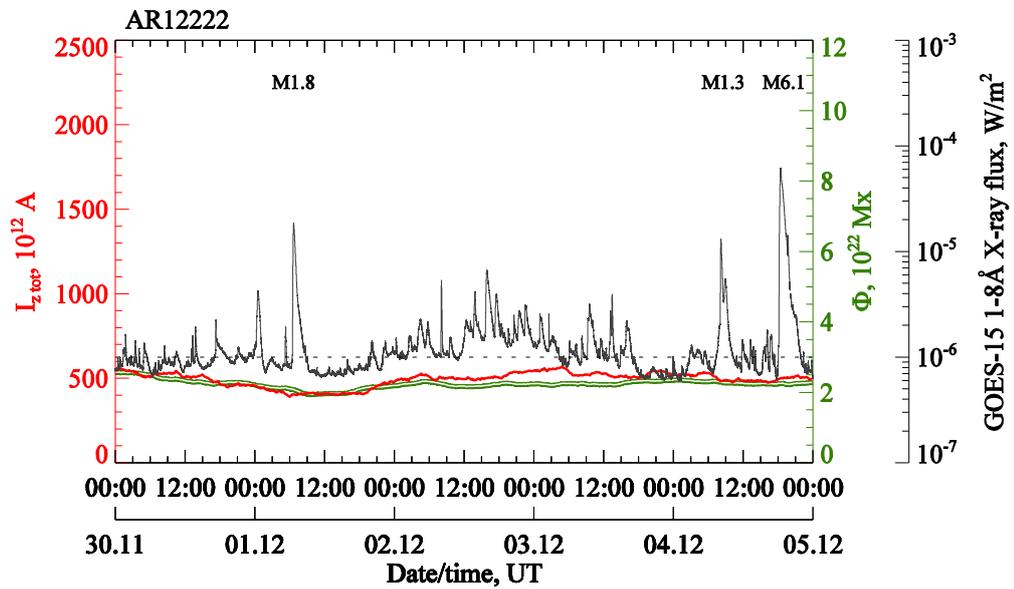
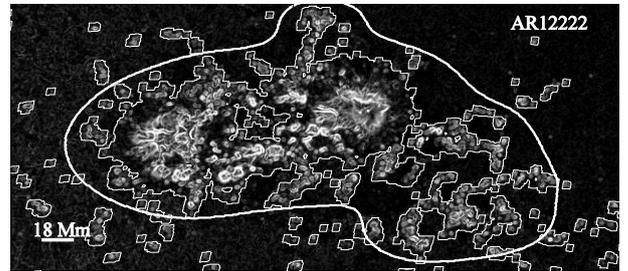
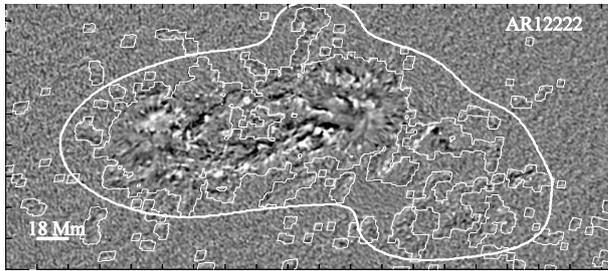
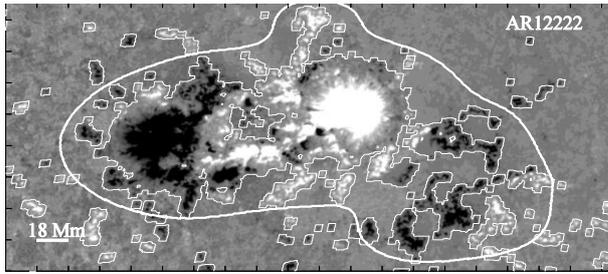
# AR NOAA 12192



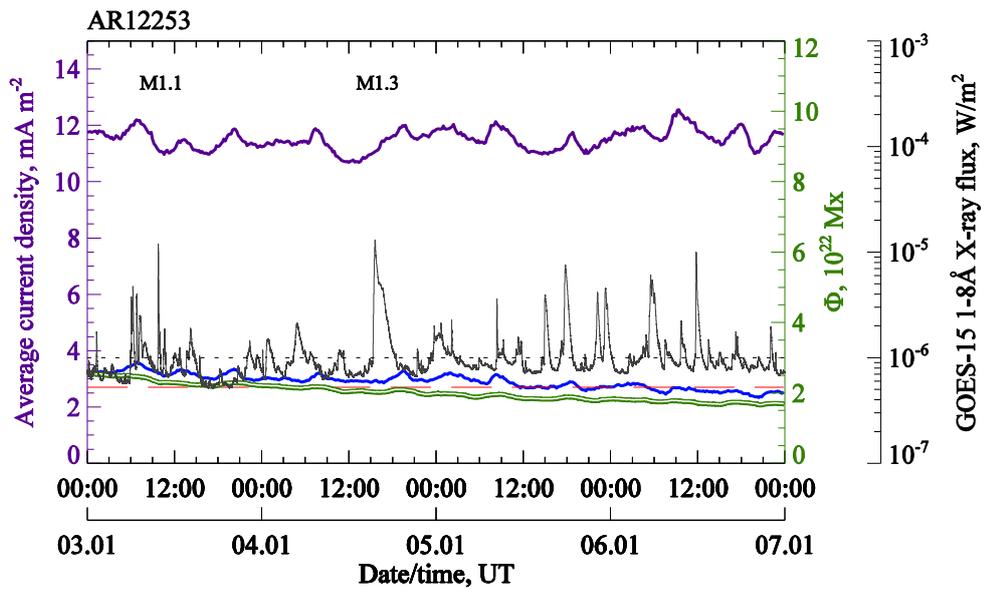
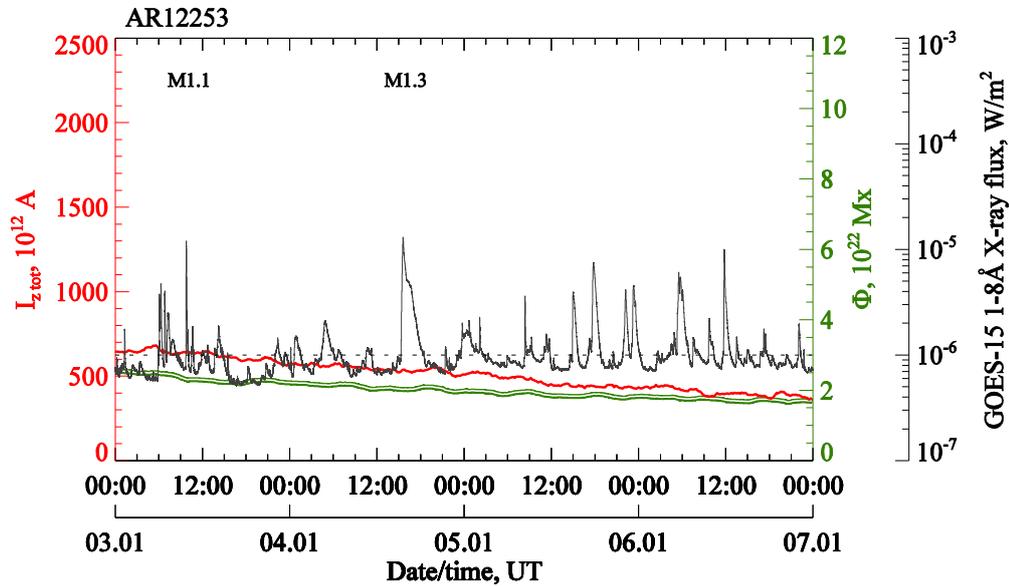
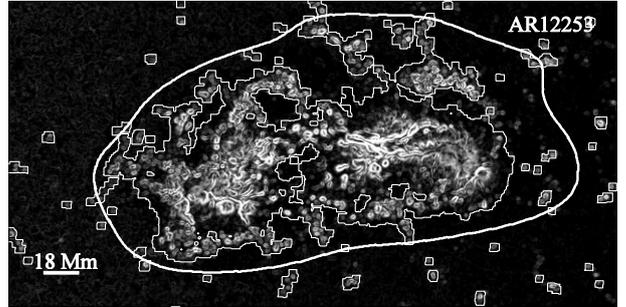
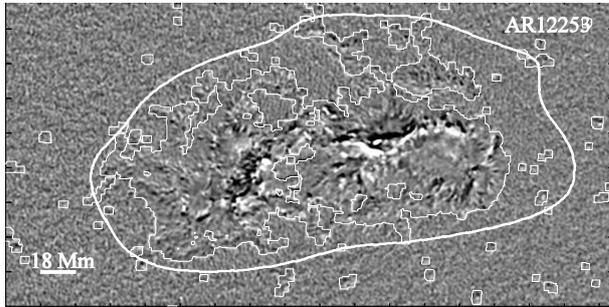
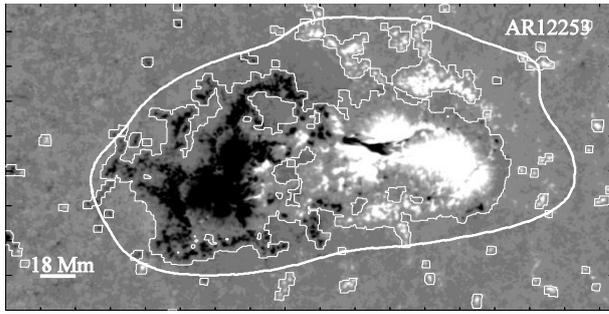
# AR NOAA 12205



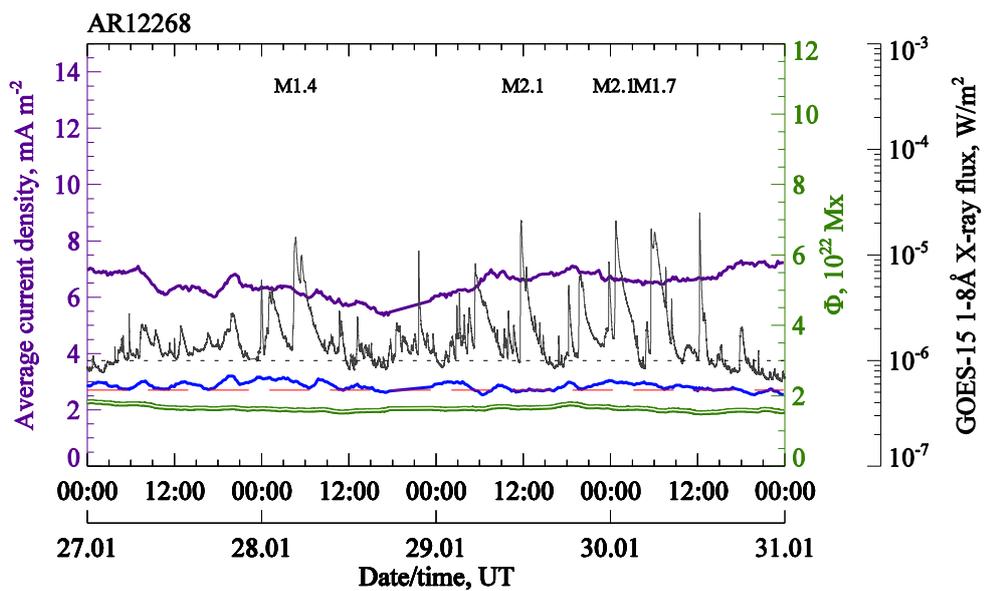
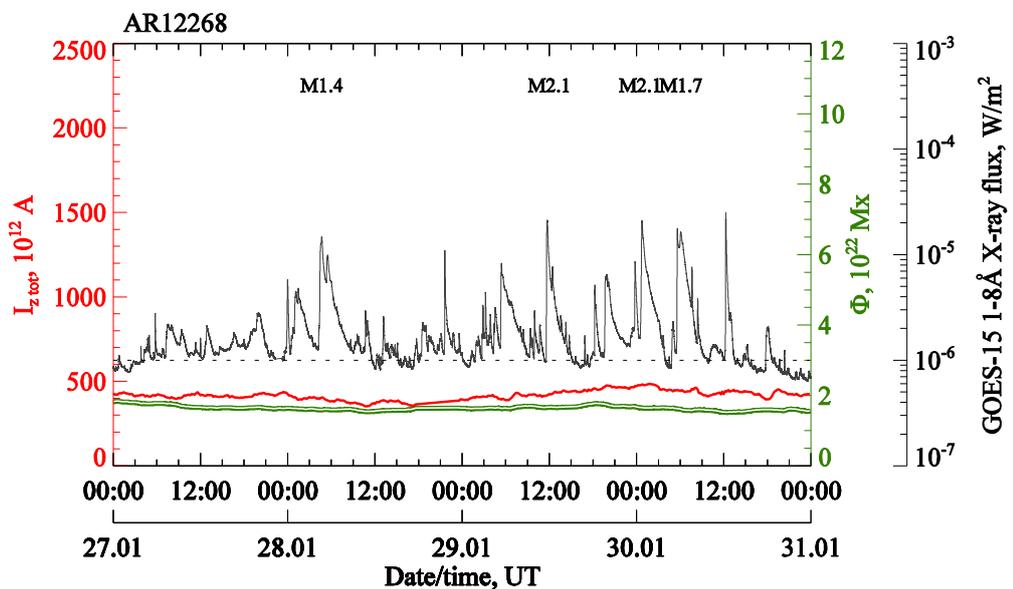
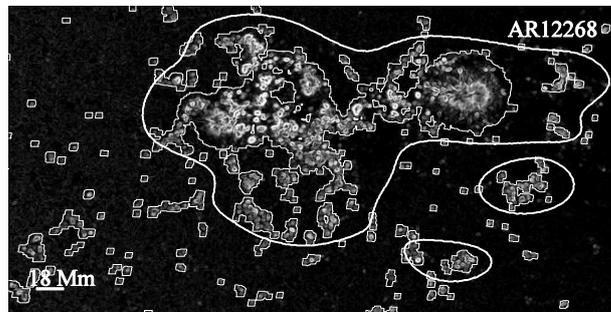
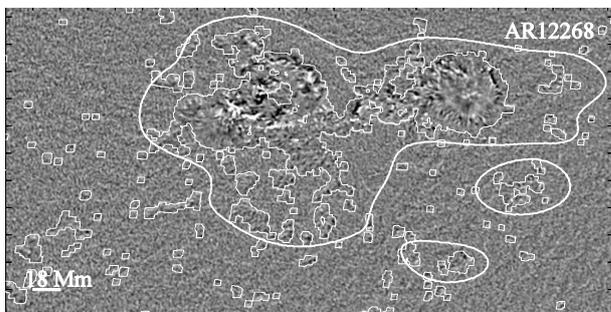
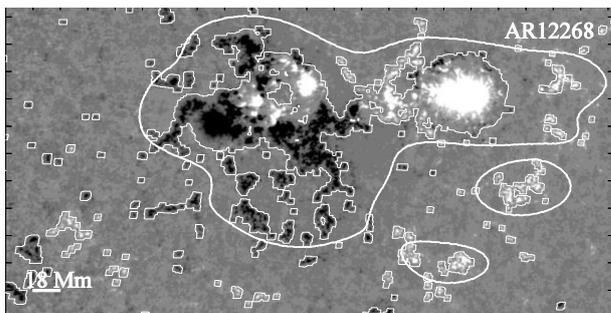
# AR NOAA 12222



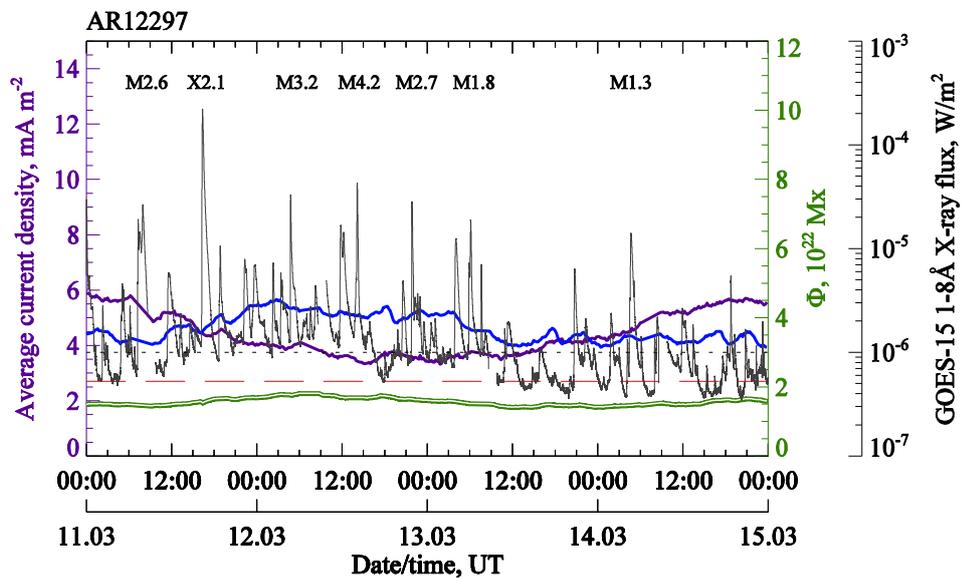
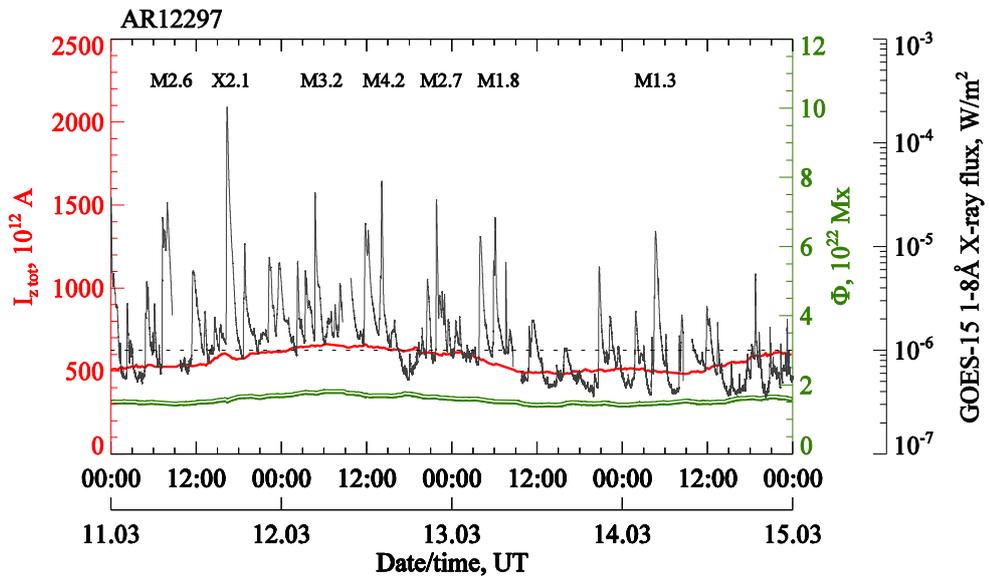
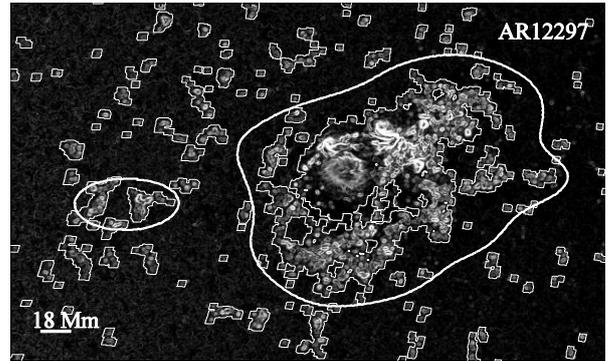
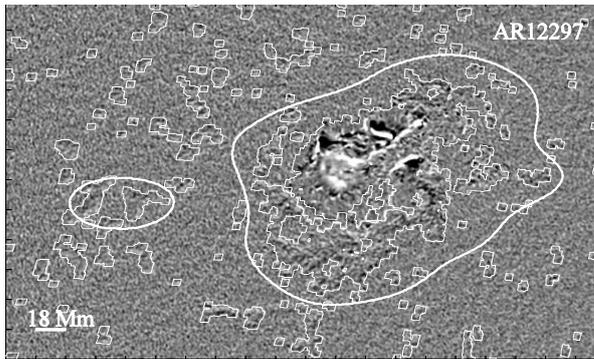
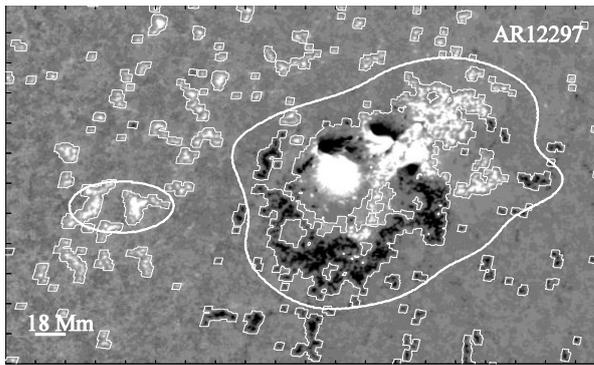
# AR NOAA 12253



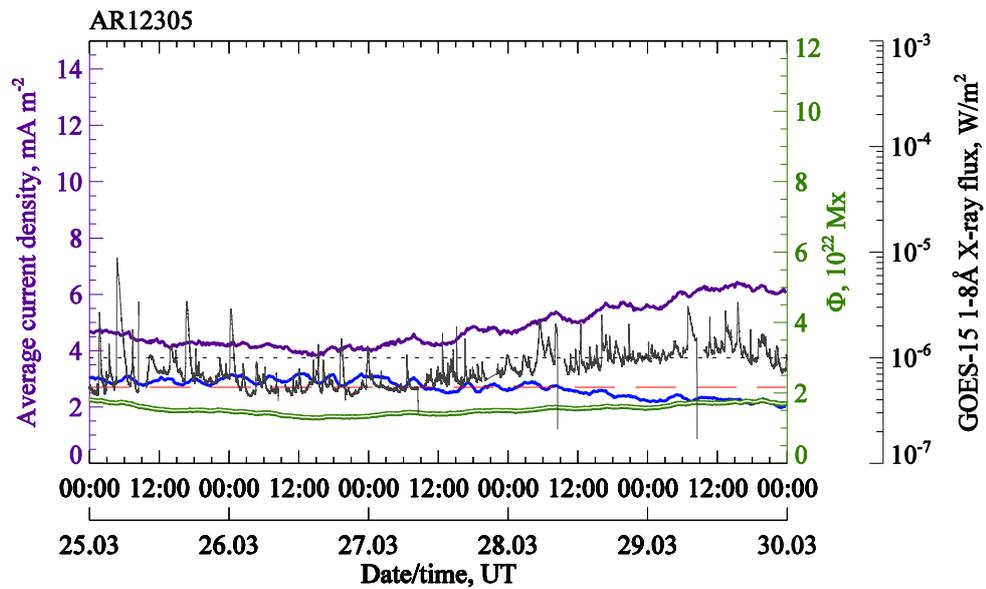
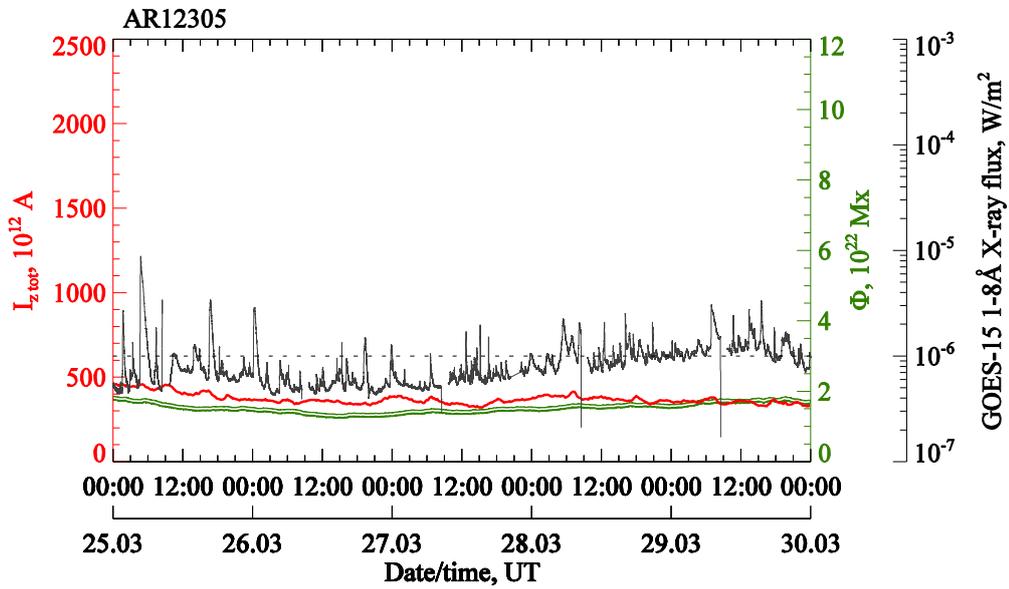
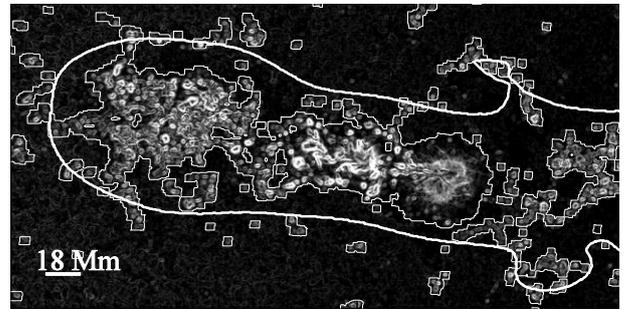
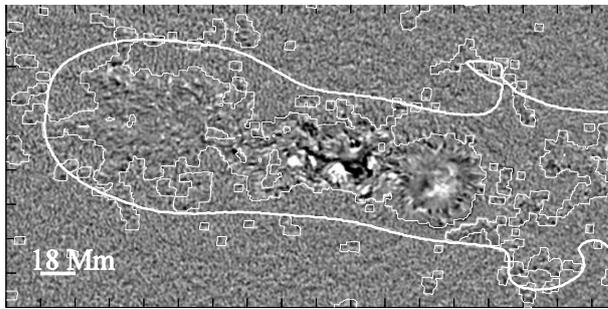
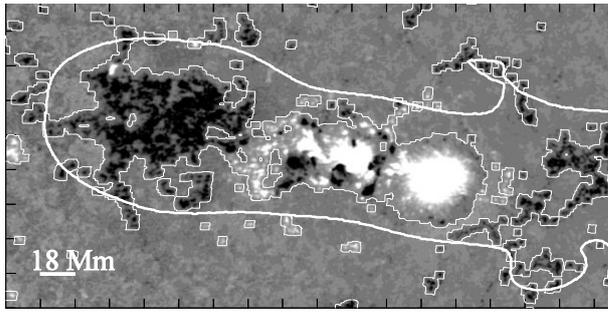
# AR NOAA 12268



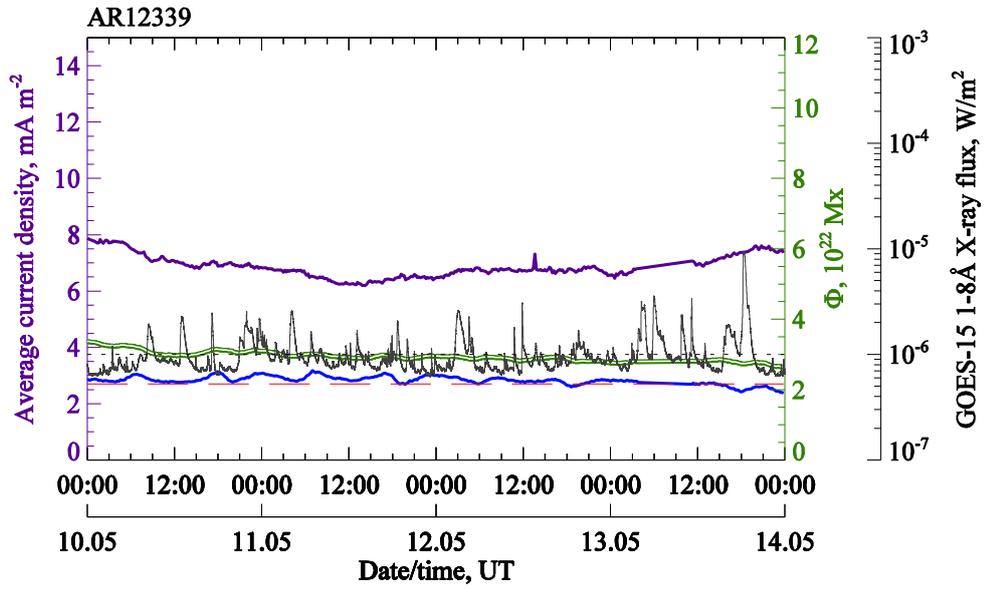
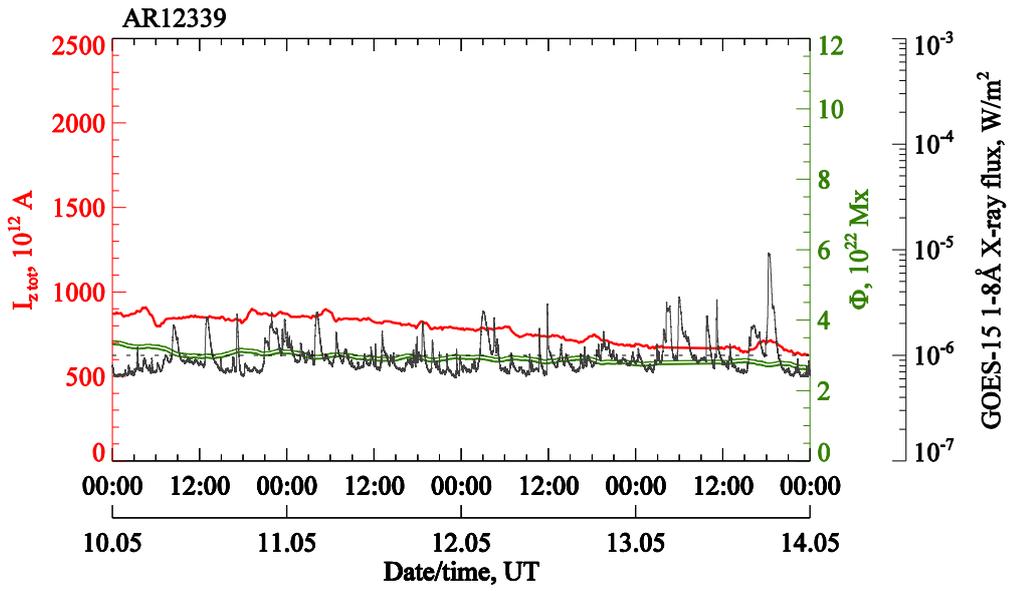
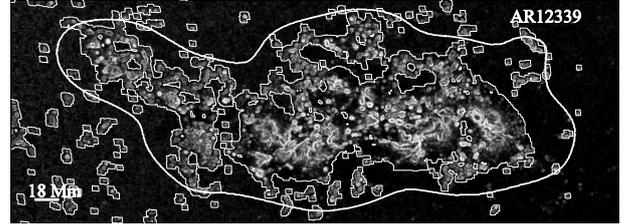
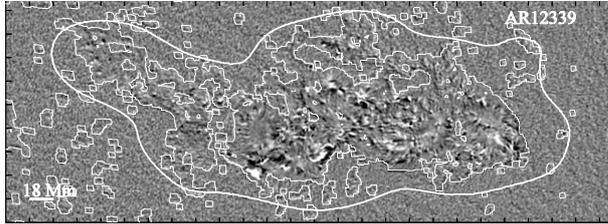
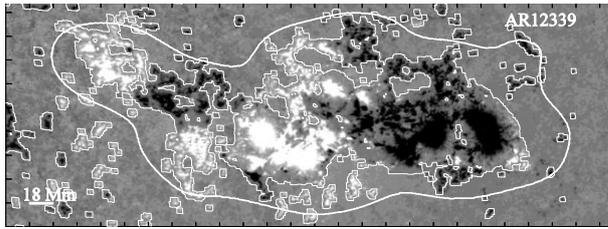
# AR NOAA 12297



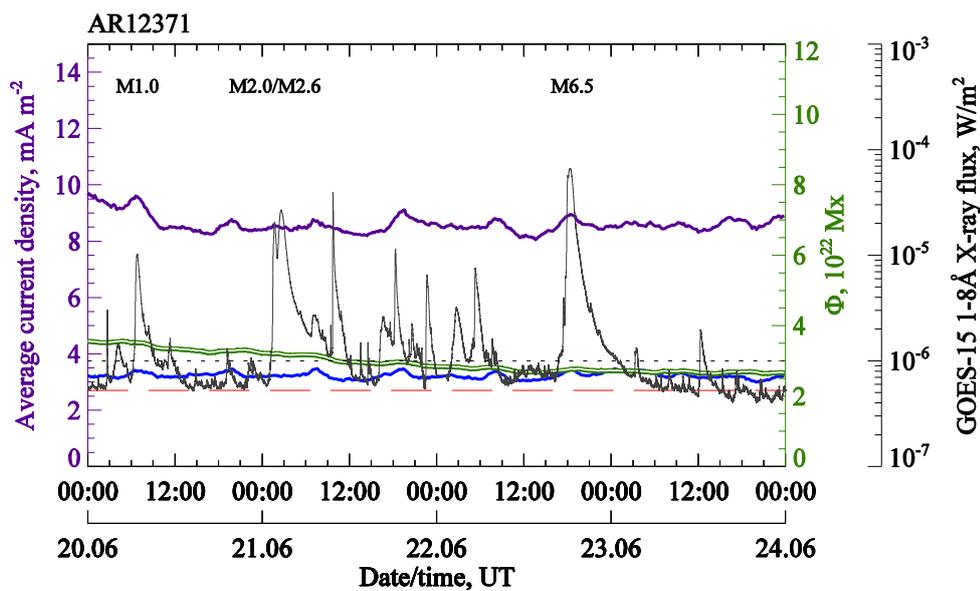
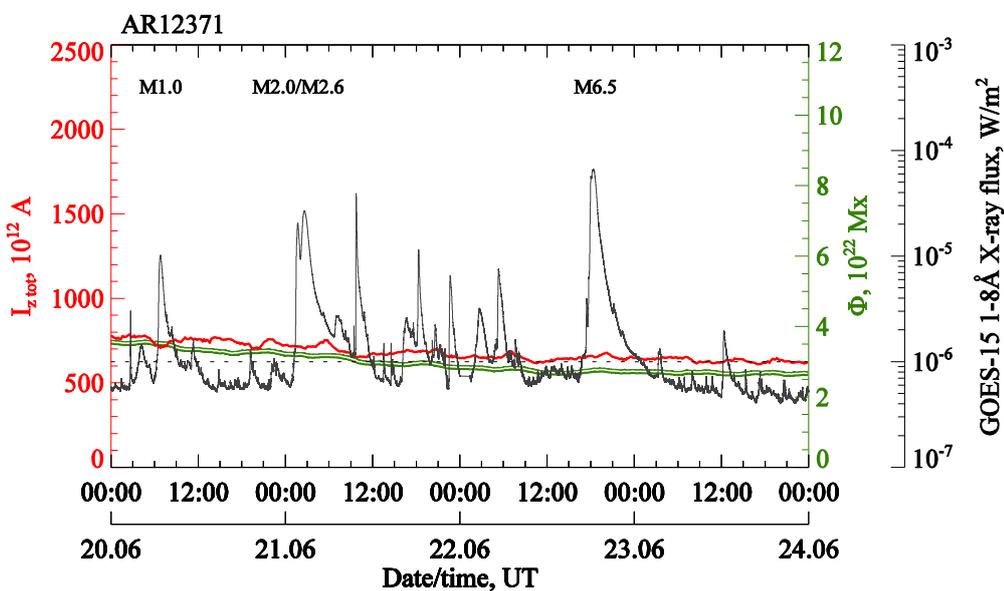
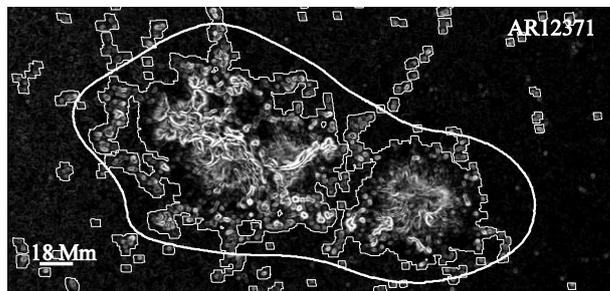
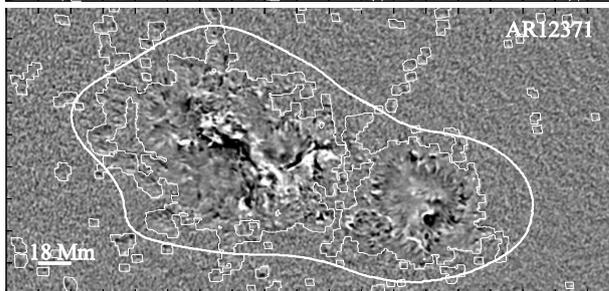
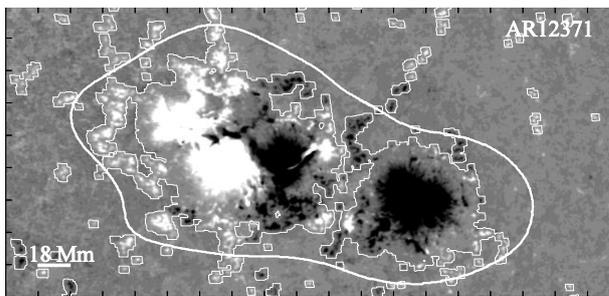
# AR NOAA 12305



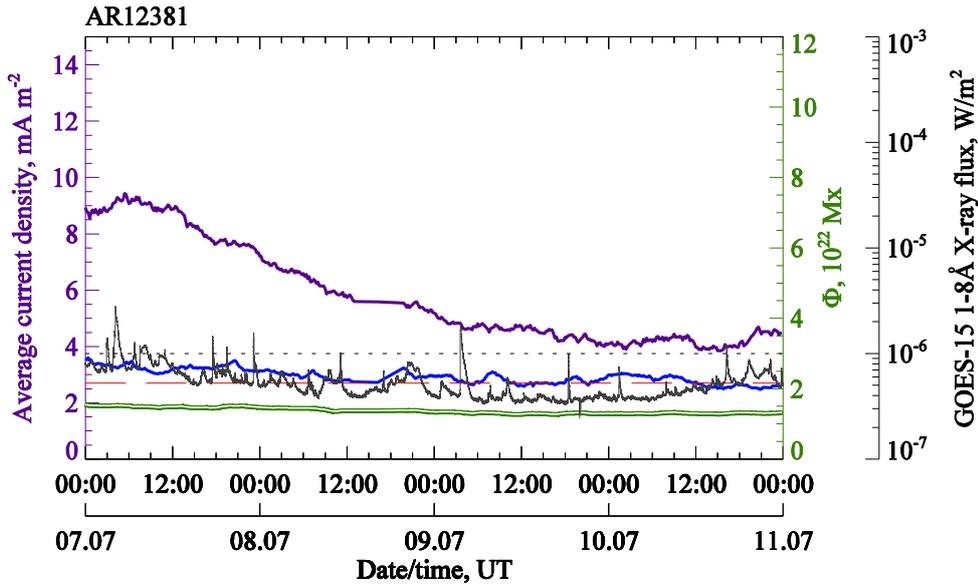
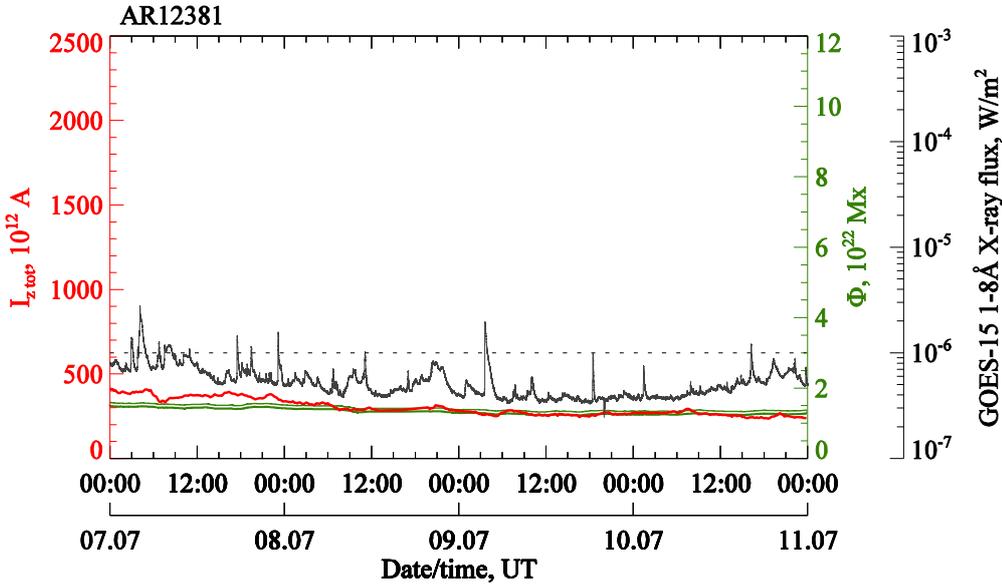
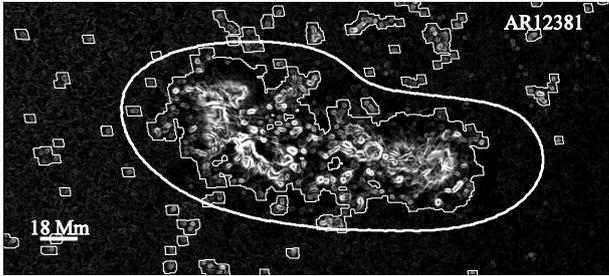
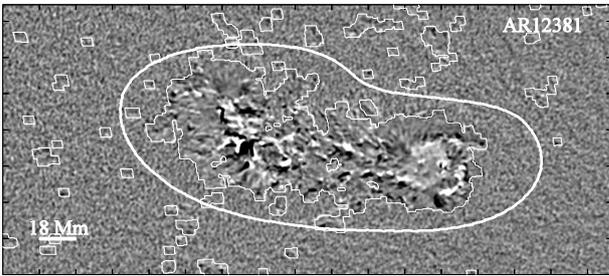
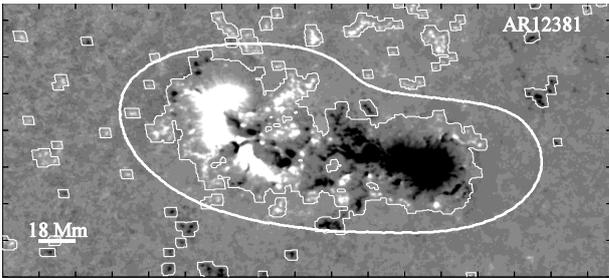
# AR NOAA 12339

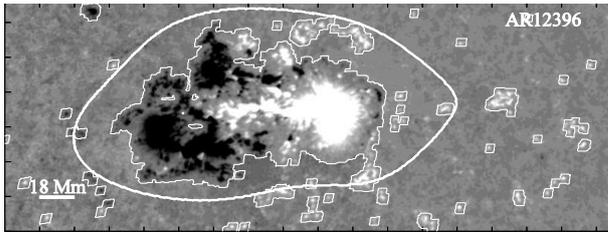


# AR NOAA 12371

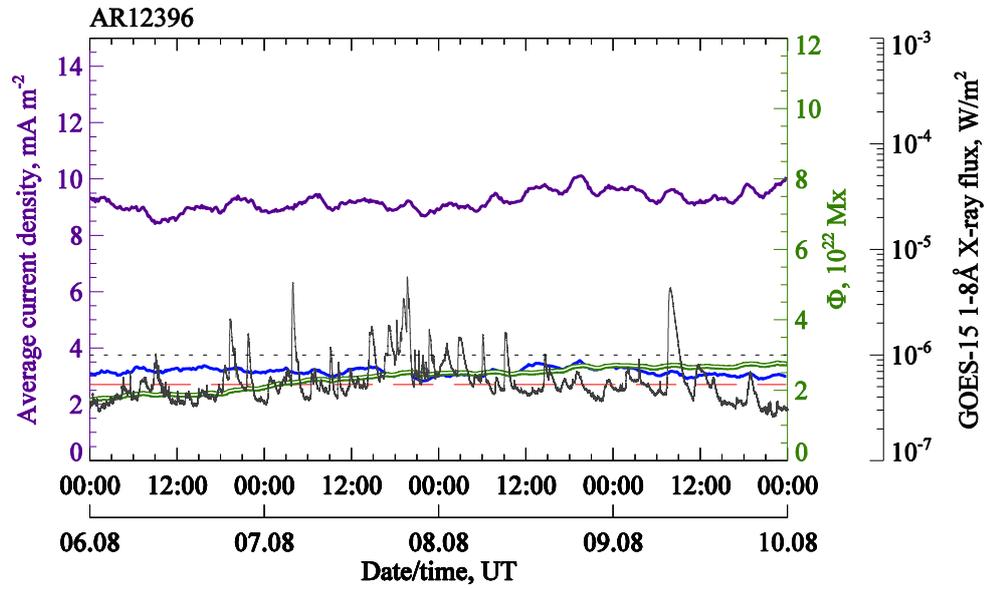
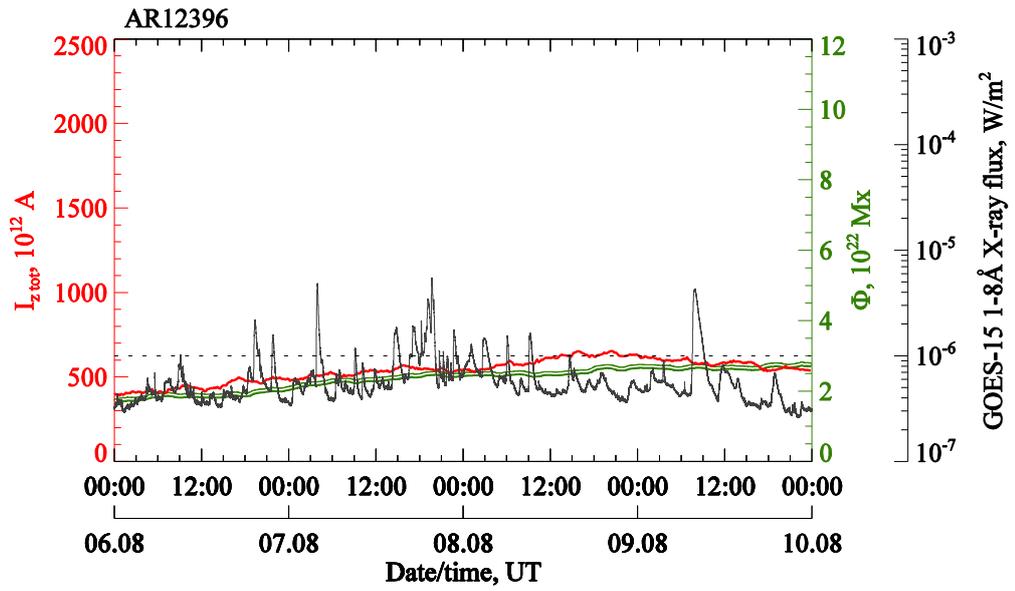
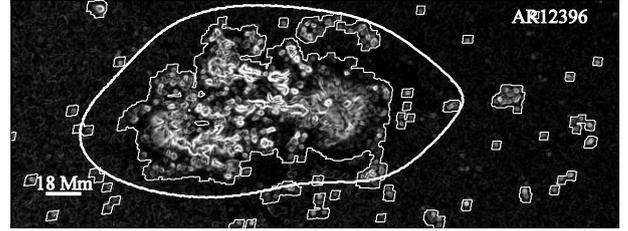
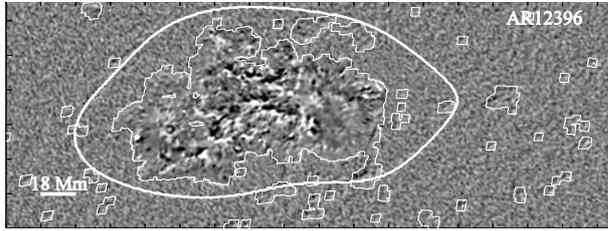


# AR NOAA 12381

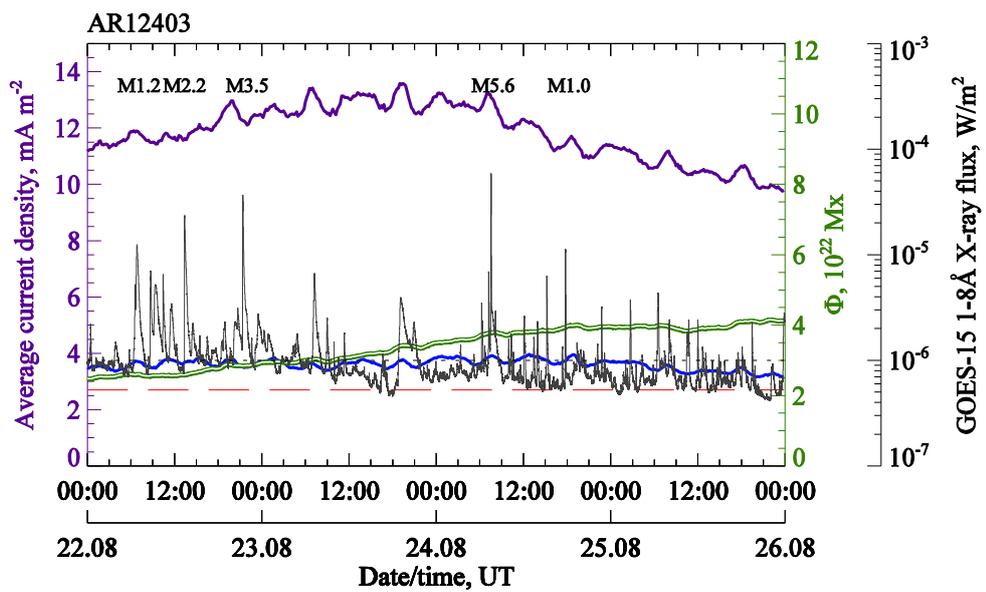
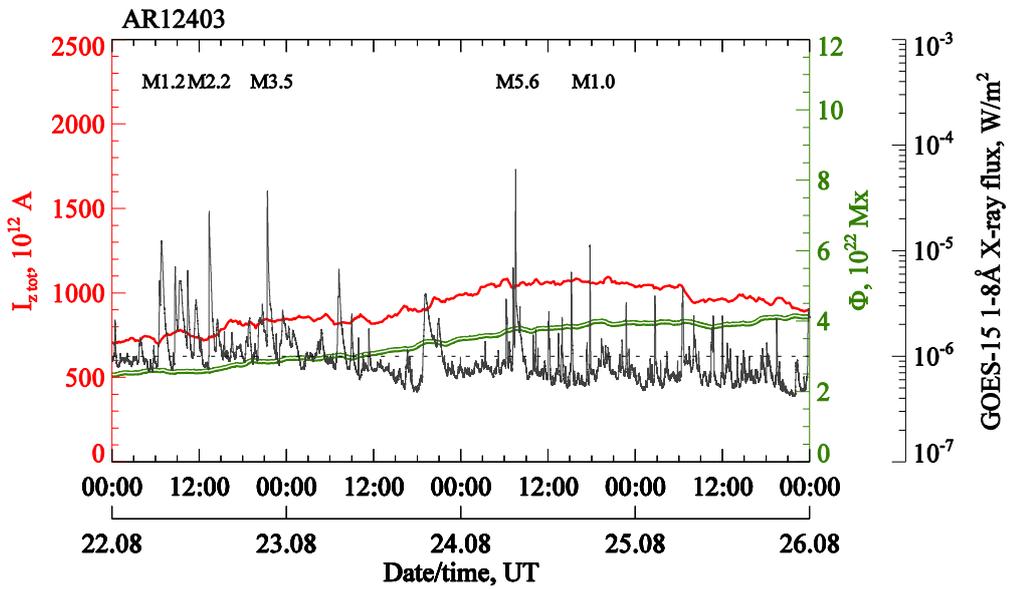
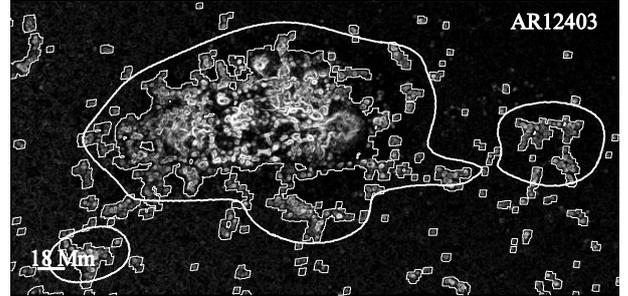
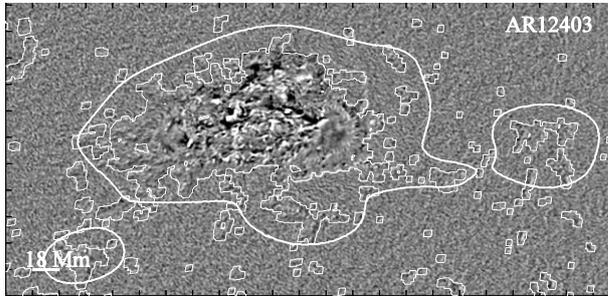
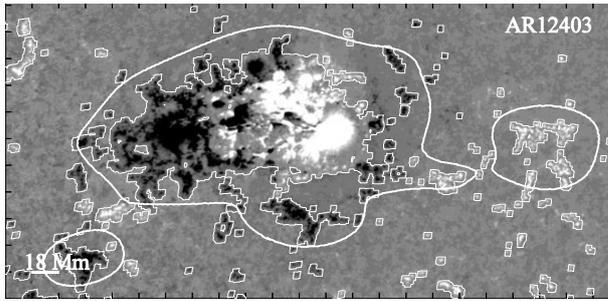




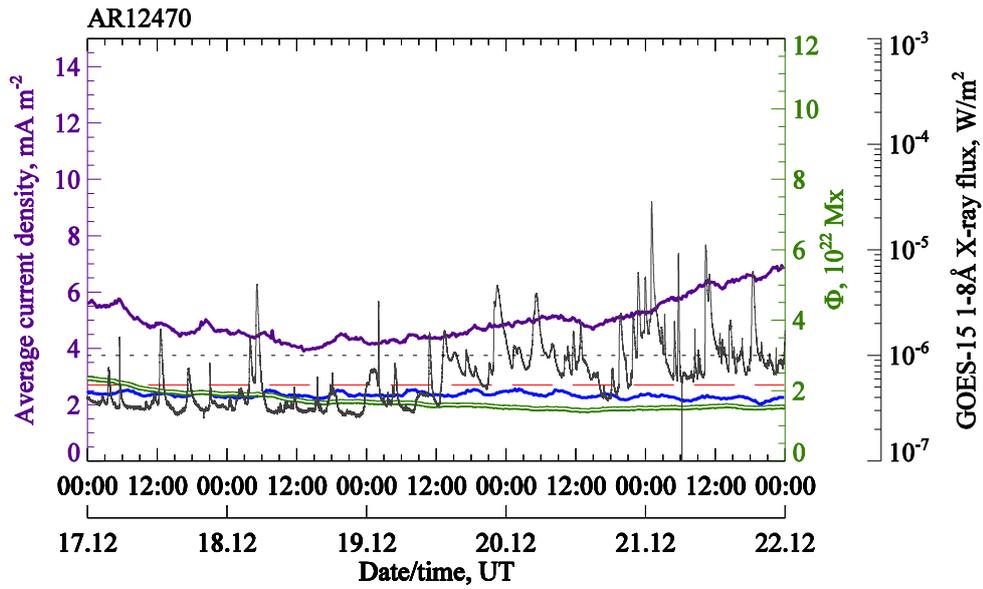
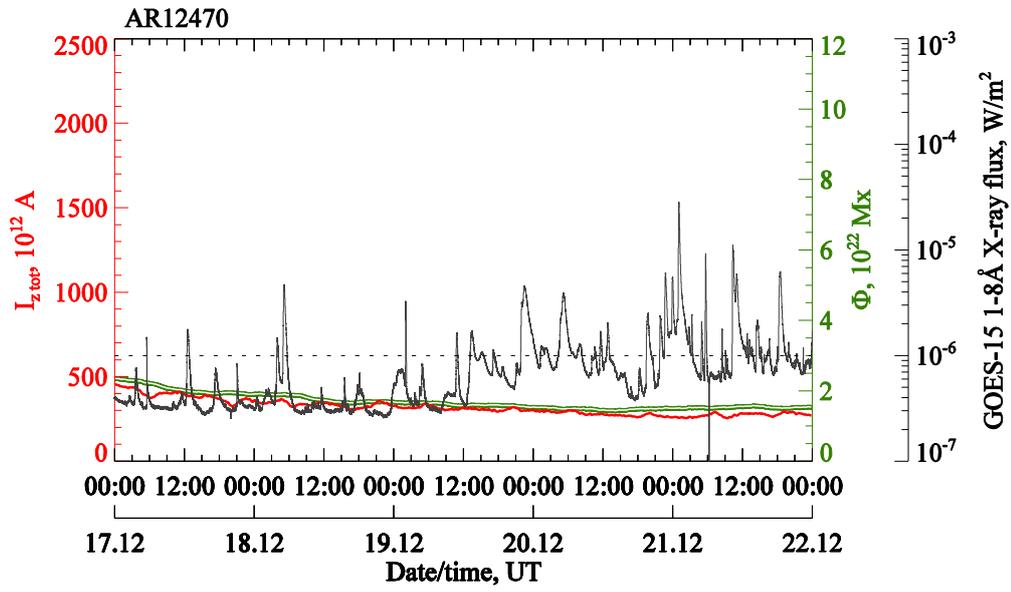
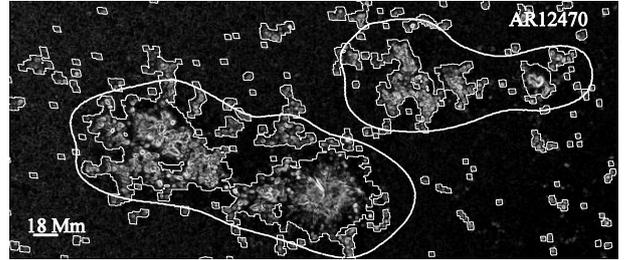
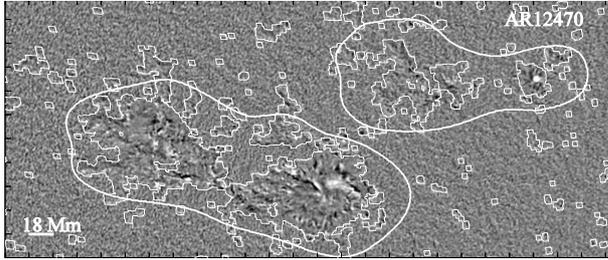
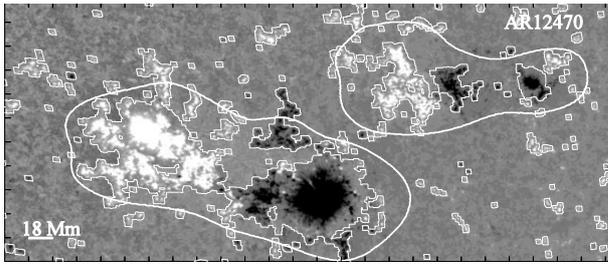
# AR NOAA 12396



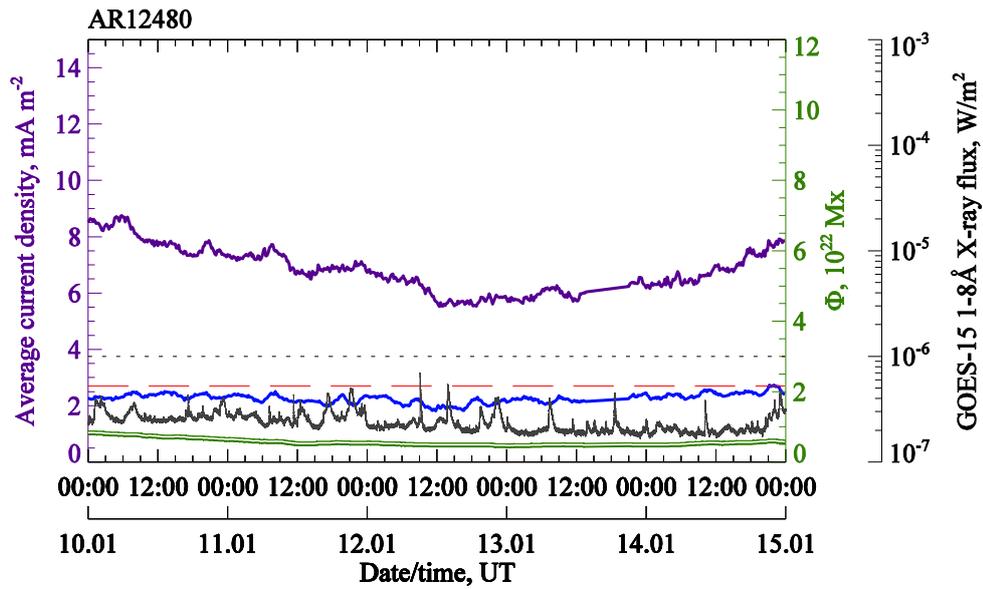
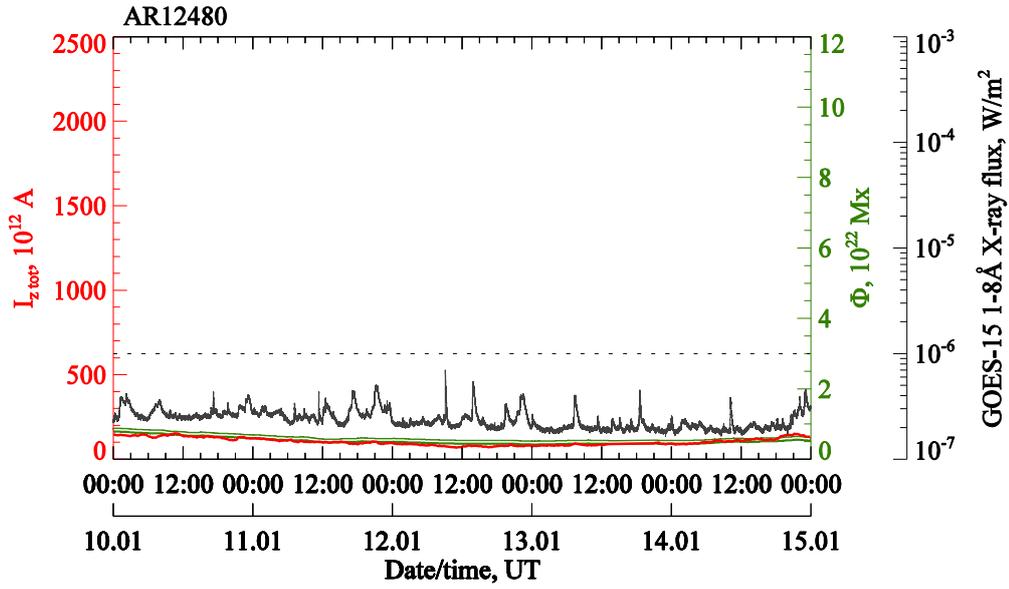
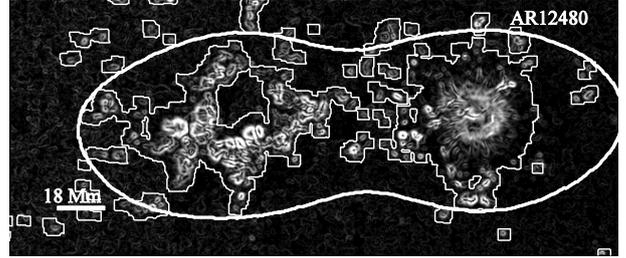
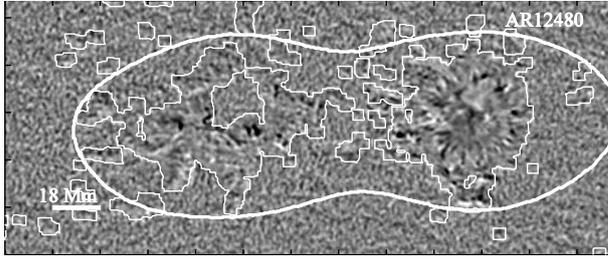
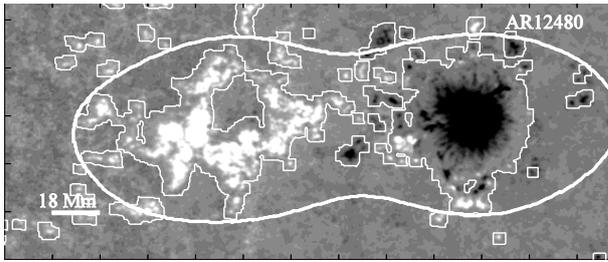
# AR NOAA 12403



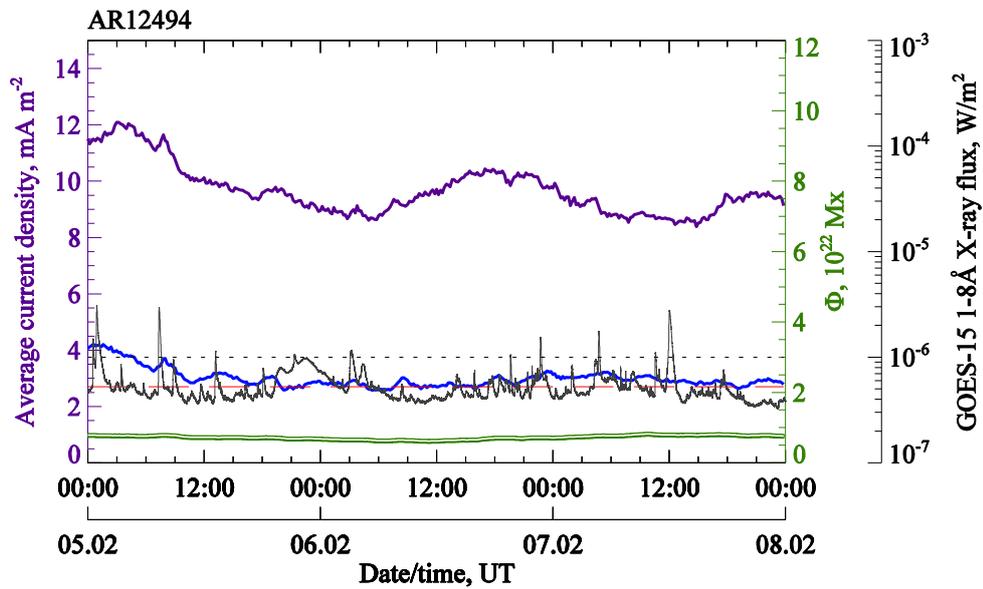
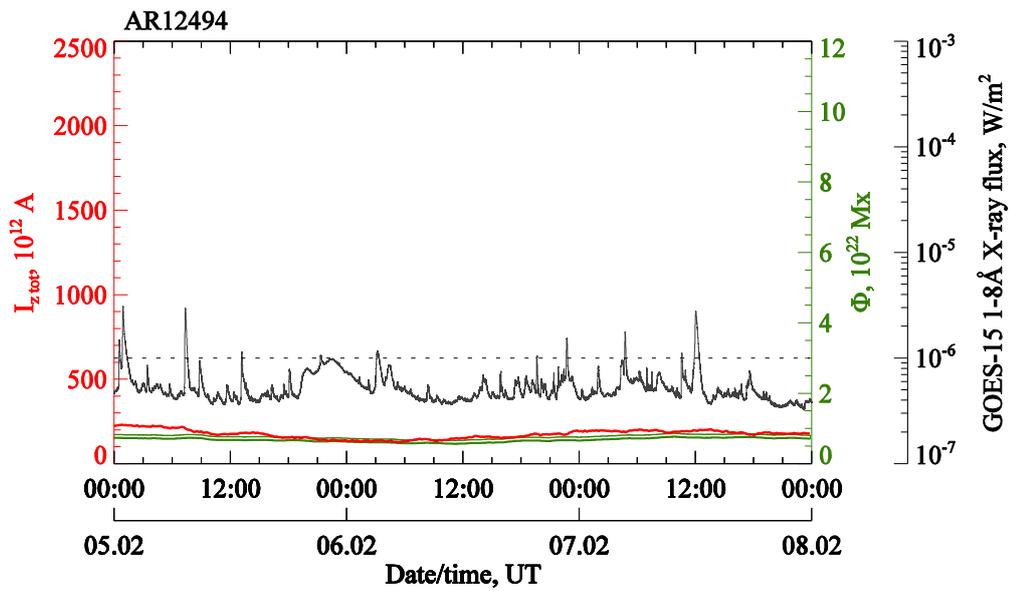
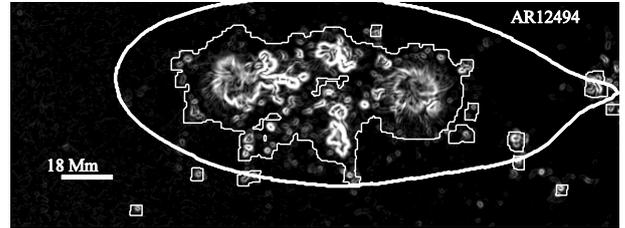
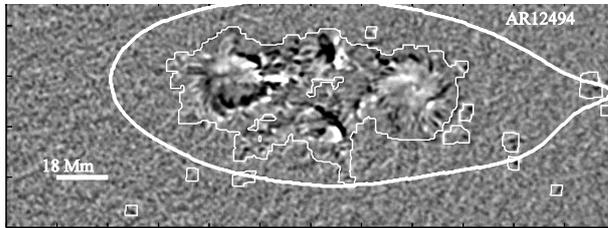
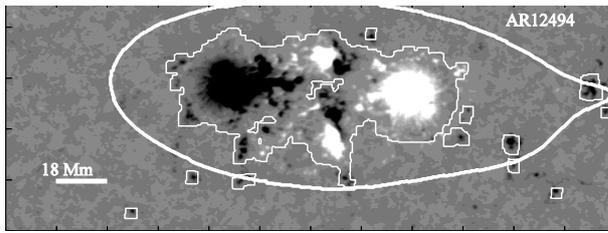
# AR NOAA 12470



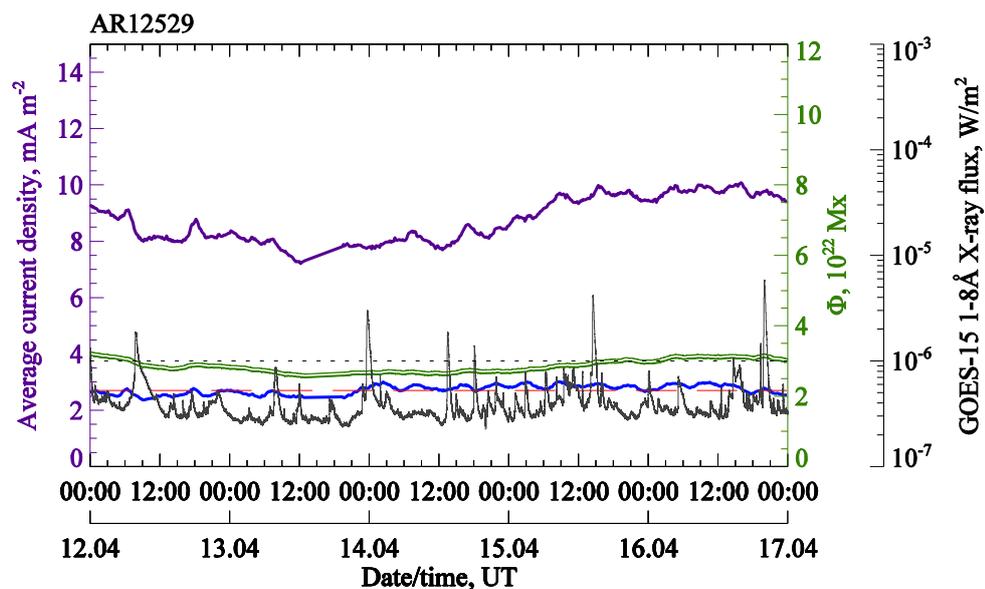
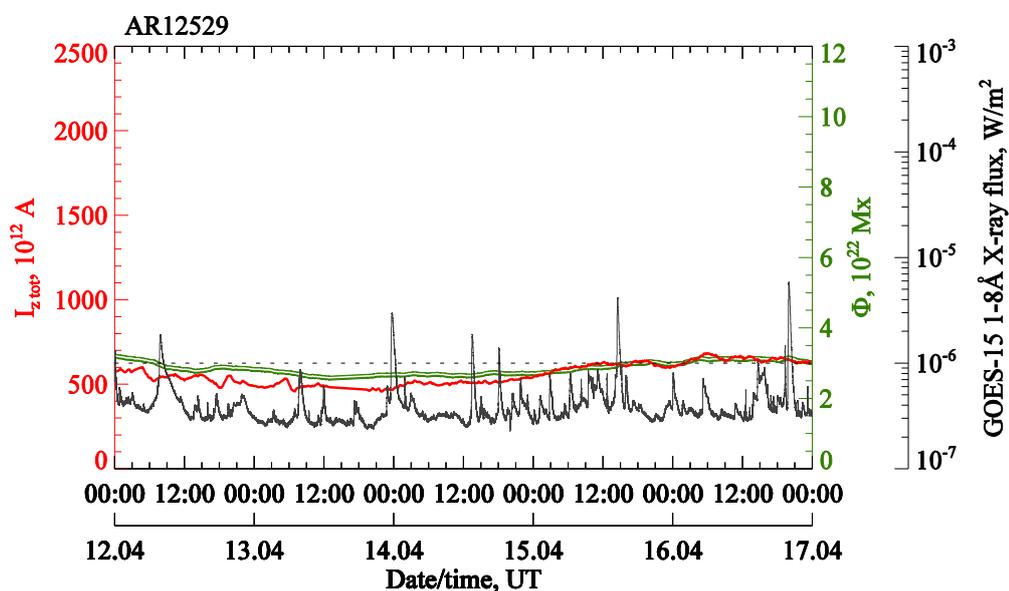
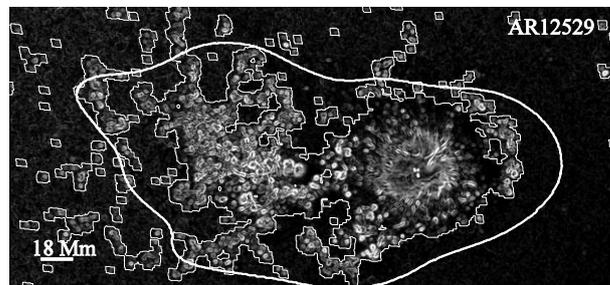
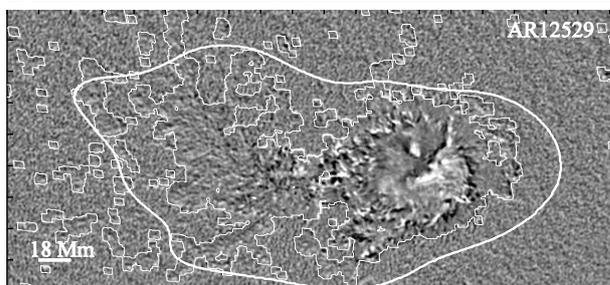
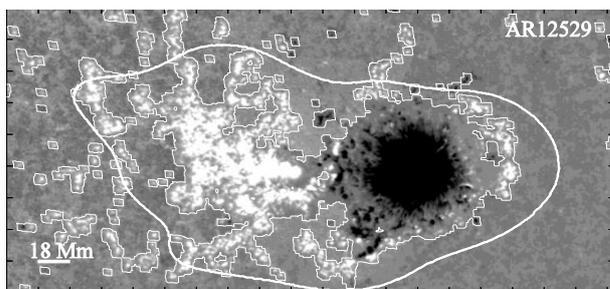
# AR NOAA 12480



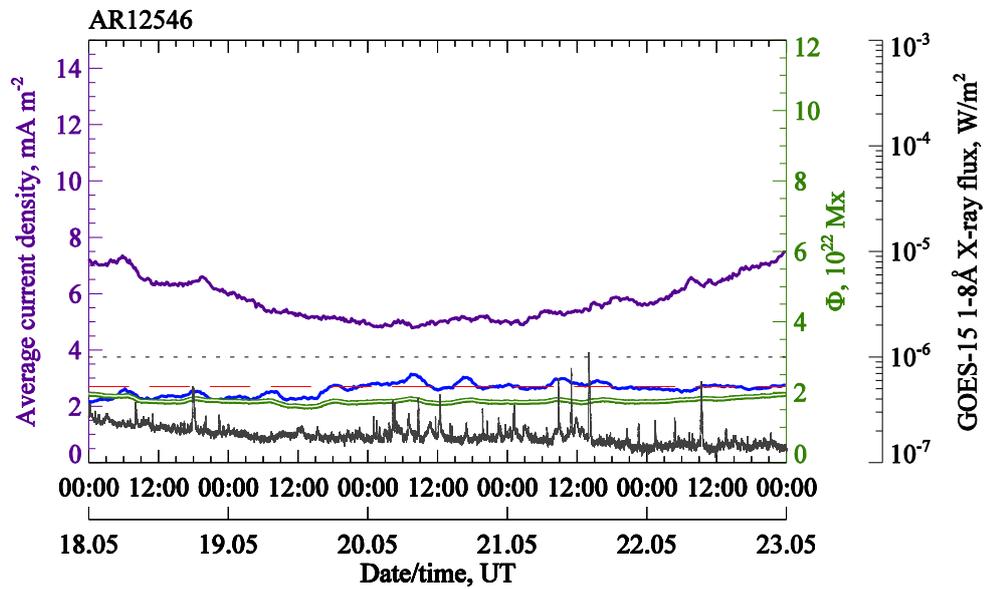
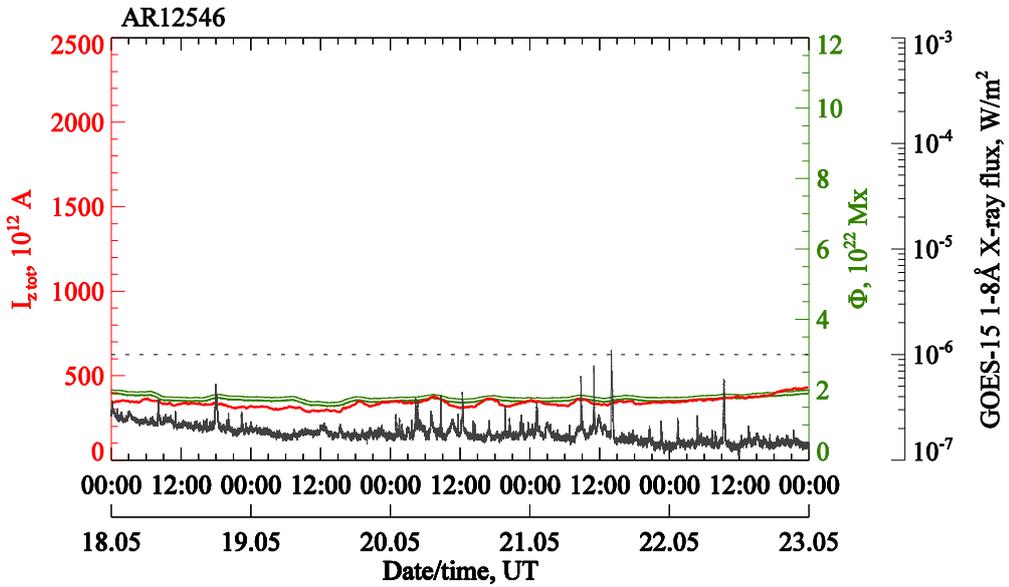
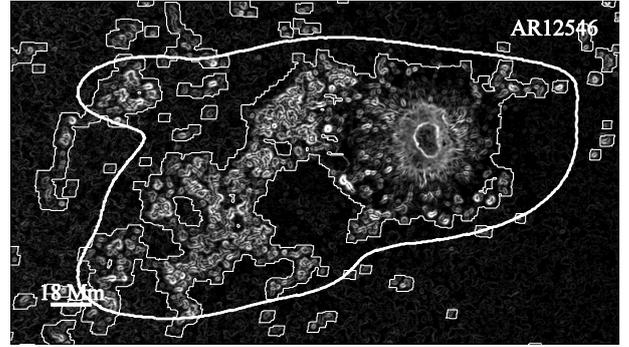
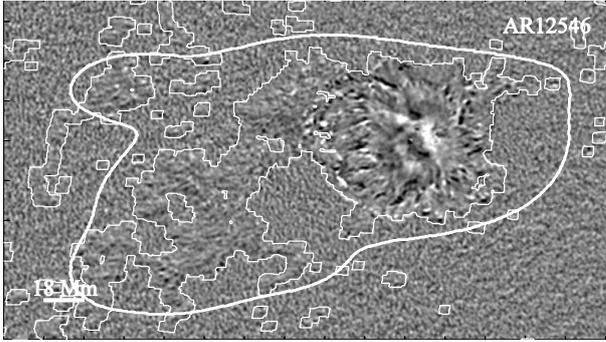
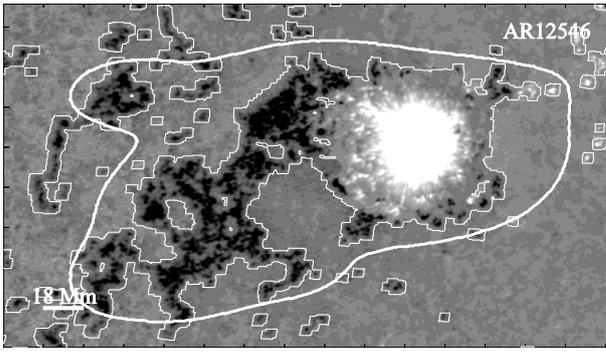
# AR NOAA 12494



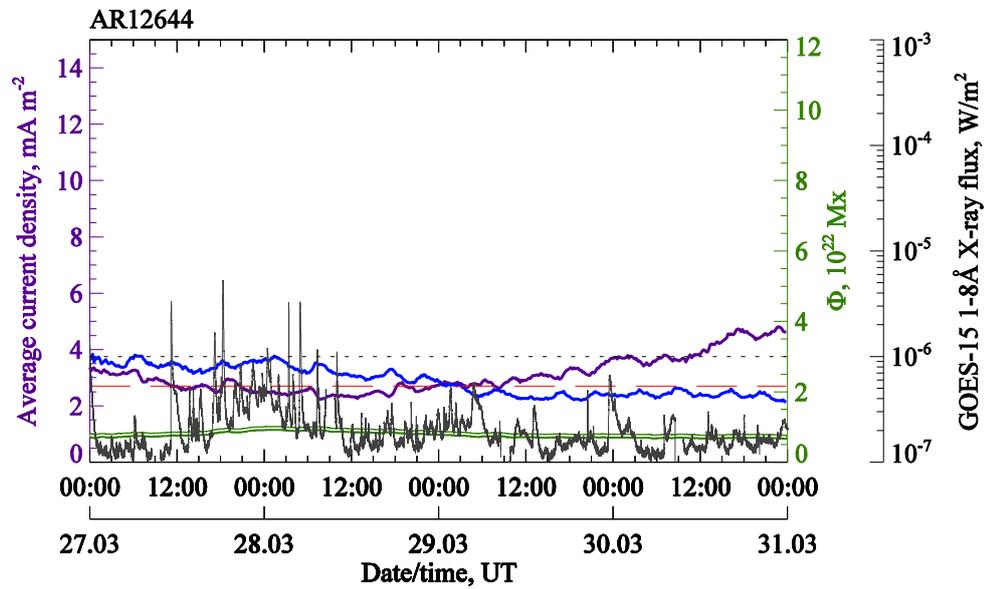
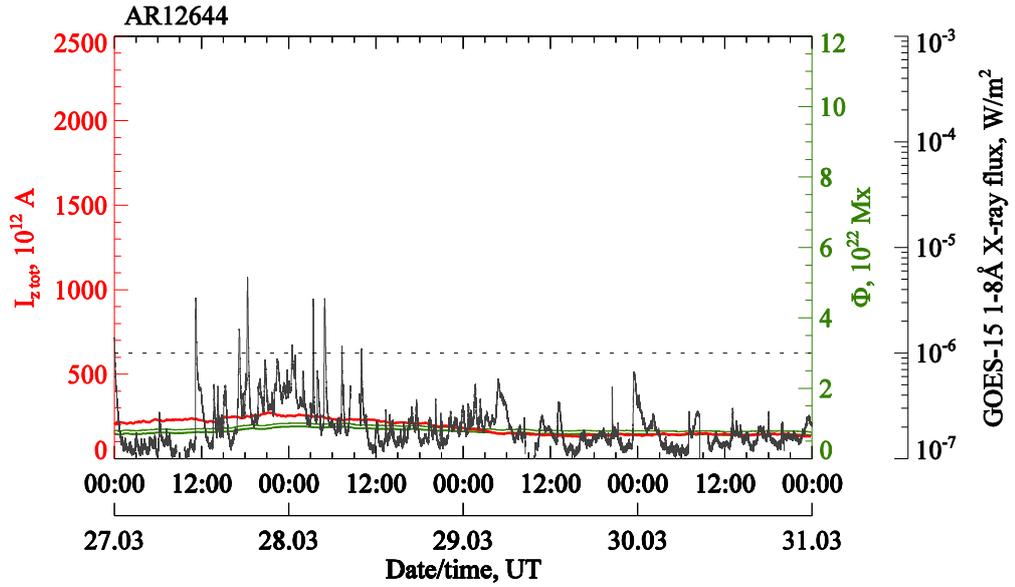
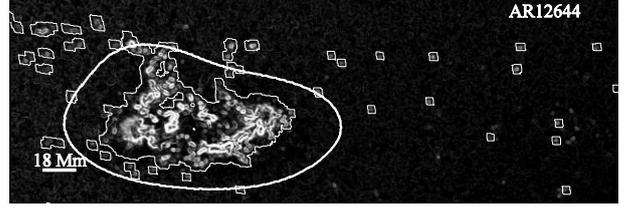
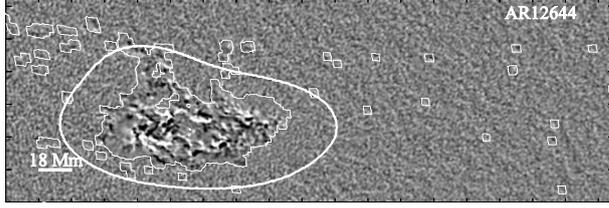
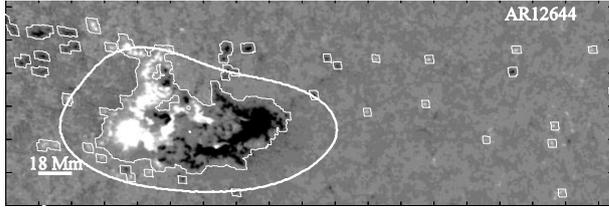
# AR NOAA 12529



# AR NOAA 12546



# AR NOAA 12644



# AR NOAA 12674

