

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Лобода Иван Петрович

МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ ТРАНЗИЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В НИЖНЕЙ КОРОНЕ СОЛНЦА

Специальность 01.03.02 — «Астрофизика и звёздная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Богачёв Сергей Александрович

Москва – 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	18
1.1. Протуберанцы	18
1.2. Макроспикулы	26
Глава 2. Исследование ансамбля протуберанцев	37
2.1. Данные наблюдений	37
2.2. Обработка изображений	42
2.2.1. Предварительная обработка	43
2.2.2. Преобразование исследуемой области	46
2.2.3. Модель фонового сигнала	50
2.2.4. Нормирование изображений	55
2.3. Автоматическое детектирование протуберанцев	57
2.3.1. Детектирование на отдельных изображениях	57
2.3.2. Оценка массы и гравитационной энергии	66
2.3.3. Составление каталога по серии изображений	74
2.4. Статистика ансамбля протуберанцев	76
2.4.1. Пространственные и динамические характеристики	76
2.4.2. Масса и гравитационная энергия	84
Глава 3. Исследование динамики макроспикул	92
3.1. Данные наблюдений	92
3.2. Методы числовой обработки данных	94
3.2.1. Нахождение профиля линейной плотности	94
3.2.2. Построение пространственно-временной карты	99
3.2.3. Вычисление поля продольных скоростей	103
3.2.4. Аппроксимация профиля движения	106
3.3. Динамика макроспикул	110

3.3.1. Поле продольных скоростей	110
3.3.2. Оценка доли потерь вещества	115
Глава 4. Исследование ансамбля макропикулов	122
4.1. Данные наблюдений	122
4.2. Поиск событий и числовая обработка данных	123
4.3. Статистика ансамбля макропикулов	132
4.3.1. Средний темп появления	133
4.3.2. Распределения пространственных характеристик	135
4.3.3. Распределения динамических характеристик	147
4.3.4. Взаимные корреляции величин	153
4.3.5. Вероятный механизм движения	163
Заключение	173
Благодарности	179
Список сокращений и условных обозначений	180
Список литературы	182

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования и степень её разработанности

Исследование транзиентных явлений в космической плазме в применении к атмосферам звёзд, а на более крупных масштабах — к активным ядрам галактик, является одним из наиболее актуальных вопросов современной астрофизики [1; 2]. Несмотря на широкий диапазон размеров и характерных времён этих процессов в приложении к различным астрофизическим объектам, в основе их могут лежать схожие физические процессы, в первую очередь — механизмы нагрева и ускорения космической плазмы, а также её взаимодействия с магнитным полем. Среди множества астрофизических объектов, в приложении к которым могут исследоваться данные вопросы, особое место занимает Солнце. Благодаря его близости к Земле многие процессы, характерные для космической электродинамики в целом, могут быть изучены с беспрецедентным уровнем детализации. Другим преимуществом является большой объём экспериментальных данных по динамике плазмы, поступающий в ходе наблюдений Солнца, что позволяет применить для исследования статистические методы, часто принципиально недоступные при исследовании движения вещества (например, джетов) в объектах звёздной и галактической астрономии. В частности, наблюдения Солнца позволяют исследовать роль транзиентных явлений в формировании горячих атмосфер у звёзд схожего спектрального класса.

Известно, что энергия реакций ядерного синтеза, протекающих в ядре Солнца и звёзд солнечного типа, передаётся через зоны лучистого и конвективного переноса в его атмосферу [3]. Большая часть этой энергии покидает Солнце в виде излучения, имеющего непрерывный тепловой спектр и формирующегося видимой поверхностью Солнца — фотосферой. Вышележащие

слои солнечной атмосферы — хромосфера и корона — имеют линейчатый спектр и, в целом, прозрачны для излучения [4]. Спектроскопические данные показывают, что в короне имеются ионы высокой степени ионизации, существование которых возможно при температурах выше 1 млн К [5], тогда как для хромосферы характерны гораздо более низкие температуры в диапазоне от 3800 до 35 тыс. К [6]. Падение плотности и одновременный рост температуры на два порядка величины происходит в тонком переходном слое толщиной около 100 км, разделяющем хромосферу и корону Солнца. Хромосфера и нижняя корона, вероятно, также принимают участие в ускорении солнечного ветра, собственной тепловой энергии частиц которого недостаточно для того, чтобы преодолеть гравитационное притяжение Солнца. При этом конкретные механизмы формирования горячей короны Солнца и ускорения солнечного ветра остаются до настоящего времени нерешённой задачей [7].

Согласно современным представлениям, дифференциальное вращение Солнца, а также движения вещества в конвективном слое создают за счёт механизма солнечного динамо сложную и непрерывно меняющуюся конфигурацию магнитного поля внутри и над поверхностью Солнца [8; 9]. Области концентрации магнитного поля, проникающие в солнечную атмосферу, являются местом формирования наиболее крупных явлений активности, интенсивность которых периодически меняется в течение 11-летнего солнечного цикла. Наиболее характерными крупномасштабными явлениями, связанными с активными областями Солнца, являются солнечные вспышки и корональные выбросы массы (КВМ). Участки поверхности Солнца, свободные от крупномасштабной активности, являются местом формирования транзитных явлений малого размера. Здесь можно выделить так называемые области спокойного Солнца, а также корональные дыры, характеризующиеся открытой структурой магнитного поля, и являющиеся, по всей видимости, источником быстрой компоненты солнечного ветра [10]. При этом физические условия спокойной солнечной атмосферы слабо зависят от фазы цикла активности Солнца.

Это позволяет предположить, что мелкомасштабные явления в хромосфере и нижней короне, интенсивность которых, в отличие от крупномасштабной активности Солнца, не имеет периодического характера, могут иметь существенное значение для механизмов нагрева короны и поддержания баланса массы солнечного ветра [11; 12].

Мелкомасштабные транзиентные явления, наблюдаемые в спокойной солнечной атмосфере, можно разделить на две основные группы, сильно различающиеся по своей динамике: протуберанцы малого размера — относительно стабильные образования — и джеты, представляющие собой струеобразные выбросы вещества. Солнечные джеты, в свою очередь, также могут быть разделены на несколько классов. Наиболее изученной их разновидностью являются спиккулы, хорошо различимые за лимбом Солнца в характерных спектральных линиях хромосферы [13]. При этом было показано, что спиккулы не могут обеспечить достаточный приток горячей плазмы в корону для поддержания баланса массы солнечного ветра [14]. Помимо хромосферных джетов, к которым относятся спиккулы, существуют также более крупные джеты в нижней короне Солнца, наблюдаемые в диапазоне вакуумного ультрафиолета (ВУФ) — так называемые макроспиккулы, роль которых в балансе массы и энергии солнечной атмосферы до сих пор остаётся малоизученной.

Макроспиккулы обладают структурным сходством с хромосферными спиккулами, однако имеют значительно более крупные размеры и наблюдаются преимущественно в спектральных линиях, характерных для переходного слоя Солнца, в первую очередь He II 304 Å. Для них также характерны более высокие по сравнению со спиккулами скорости движения плазмы, при этом вещество макроспиккул может достигать температур, близких к корональным [15]. Соответственно, макроспиккулы могут играть значительную роль в балансе массы и энергии солнечной атмосферы: согласно оценке, приведённой в работе [16], характерная энергия, необходимая для формирования одной макроспиккулы, в среднем на два порядка превышает характерную энер-

гию формирования хромосферных спикул. Макроспикулы преимущественно обнаруживаются в области корональных дыр, в связи с чем могут играть также существенную роль в формировании быстрой компоненты солнечного ветра [17]. Несмотря на предпринятые в последнее время попытки детального исследования [18; 19], механизм формирования макроспикул остаётся неизвестным, что в первую очередь объясняется недостаточно высоким пространственным и временным разрешением наблюдений в ВУФ диапазоне спектра до настоящего времени.

В отличие от макроспикул, представляющих собой быстро движущиеся, узконаправленные струи вещества, протуберанцы — гораздо более стабильные образования, удерживаемые над поверхностью Солнца за счёт сложной конфигурации магнитного поля [20]. Нарушение равновесия магнитной структуры протуберанца может приводить к выбросу, или эрупции, части его вещества и вмороженного в него магнитного поля Солнца [21]. Показано, что эрупции протуберанцев в большинстве случаев приводят к формированию КВМ [22]. Наименее устойчивые и динамичные протуберанцы ассоциированы, как правило, с активными областями Солнца, в то время как протуберанцы в спокойных областях, рассматриваемые в настоящей работе, являются значительно более стабильными и долгоживущими образованиями, часто наблюдаемыми в течение нескольких оборотов Солнца. В настоящее время при изучении спокойных протуберанцев исследованию подвергаются прежде всего крупные и, соответственно, наиболее доступные для наблюдения единичные события. Следствием такого подхода становится, однако, малая репрезентативность полученных данных, в то время как для понимания роли протуберанцев в балансе массы и энергии солнечной атмосферы значительный интерес представляет изучение полного ансамбля протуберанцев, особенно в области мелкомасштабных событий, слабо исследованной до сих пор.

В конце XX века возможности изучения внеатмосферных объектов значительно расширились за счёт активного развития космической техники,

позволившей проводить исследования в спектральных диапазонах, не доступных ранее для наблюдения с Земли. В приложении к исследованиям плазмы на Солнце, последнее два десятилетия ознаменовались особенно быстрым ростом пространственного и временного разрешения наблюдений (аппараты SOHO/EIT, TRACE, Hi-C [23–26]), обеспечившим возможность детального изучения мелкомасштабных явлений в атмосфере Солнца [27]. Источником данных, использованных в настоящей работе, являются телескопы ВУФ диапазона обсерватории ТЕСИС на спутнике КОРОНАС-Фотон [28], а также комплекс ВУФ телескопов AIA обсерватории SDO [29; 30]. Высокая чувствительность телескопов ТЕСИС позволила получать серии изображений Солнца с рекордно высоким для ВУФ диапазона временным разрешением, необходимым для детального изучения быстропротекающих явлений в атмосфере Солнца. Немаловажно также, что работа обсерватории совпала с периодом глубокого минимума солнечной активности 2009 года, наиболее благоприятным для изучения мелкомасштабных транзиентных явлений. С другой стороны, большой объём данных SDO/AIA предоставляет обширный материал для проведения статистического анализа на больших выборках мелкомасштабных событий, и, таким образом, удачно дополняет наблюдения ТЕСИС.

Цели и задачи исследования

Цель работы состоит в исследовании динамики и энергетики мелкомасштабных транзиентных явлений в нижней короне Солнца — протуберанцев и макроспикул — по данным телескопических спутниковых наблюдений в ВУФ диапазоне спектра.

Для достижения поставленной цели потребовалось решить следующие основные задачи:

- исследовать ансамбль мелкомасштабных протуберанцев в минимуме солнечной активности; получить оценку их массы и гравитационной энергии; измерить спектр гравитационной энергии протуберанцев;
- исследовать динамику макроспикул с высоким временным разрешением; восстановить продольное поле скоростей макроспикул; оценить потери вещества в них;
- провести статистическое исследование пространственных и динамических характеристик макроспикул в корональных дырах и в областях спокойного Солнца; определить возможный механизм формирования макроспикул;
- оценить роль указанных мелкомасштабных транзиентных явлений в балансе массы и энергии солнечной короны.

Научная новизна

В ходе диссертационного исследования были впервые получены следующие результаты:

- получено распределение солнечных протуберанцев по массе и гравитационной энергии;
- получена оценка суммарной массы и гравитационной энергии ансамбля протуберанцев;
- исследована динамика макроспикул с рекордным для ВУФ диапазоном временным разрешением 3.5–6.0 с;
- восстановлено поле продольных скоростей плазмы в макроспикулах;
- измерены потери вещества в макроспикулах и исследован их вклад в формирование быстрой компоненты солнечного ветра;
- показана небаллистическая природа движения макроспикул с параболическим

- ческими профилями движения;
- установлена сильная корреляция между начальной скоростью и ускорением макроспикул, наблюдавшаяся ранее только для хромосферных джетов.

Теоретическая и практическая значимость

- Изучение роли мелкомасштабных транзиентов в балансе массы и энергии нижней короны Солнца важно для понимания характеристик атмосфер звёзд близкого спектрального класса, прямое наблюдение которых с достаточным разрешением невозможно.
- Составленный в ходе настоящей работы подробный каталог спокойных и спокойно-эруптивных протуберанцев в минимуме солнечной активности между 23 и 24 солнечными циклами представляет самостоятельную ценность, а также даёт возможность для совместного изучения протуберанцев и КВМ.
- Полученные распределения физических характеристик протуберанцев важны для проверки существующих моделей образования и эрупции протуберанцев, а также для понимания их роли в балансе массы и энергии солнечной атмосферы.
- Полученная форма спектра гравитационной энергии протуберанцев позволяет предположить существенную роль мелкомасштабных протуберанцев в балансе массы и энергии солнечной короны и атмосфер звёзд солнечного типа. Показано, что для их дальнейшего исследования необходима разработка телескопов не только с более высоким пространственным, но и более высоким временным разрешением.
- Полученные оценки потерь вещества в макроспикулах подтверждают

сделанные ранее предположения об их существенной роли в балансе массы солнечной короны и могут служить основой для дальнейших исследований и моделирования.

- Полученные распределения пространственных и динамических характеристик макроспикул позволяют уточнить классификацию солнечных джетов.
- Обнаруженные особенности движения макроспикул накладывает значительные ограничения на существующие модели их образования и эволюции, что имеет существенное теоретическое значение.
- В ходе диссертационной работы был разработан ряд моделей и методов обработки данных, которые могут быть применены для широкого круга задач солнечной физики. В частности, алгоритм автоматического детектирования протуберанцев может быть применён для анализа данных наблюдения других солнечных телескопов, таких как SOHO/EIT, STEREO/EUVI [31; 32] и SDO/AIA.

Методология и методы исследования

Результаты работы были получены на основе наблюдений Солнца в ВУФ диапазоне спектра, проведённых с помощью современных космических телескопов. Для обработки полученных данных были использованы методы частотной фильтрации изображений, нахождения и коррекции фонового сигнала, интерполяции и геометрического преобразования изображений, а также методы математической морфологии. При последующем анализе и интерпретации полученных результатов использовались статистические методы обработки данных, линейной и нелинейной аппроксимации экспериментальных данных, численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений,

а также модели формирования и распространения излучения в полностью ионизованной плазме.

Положения, выносимые на защиту

- Спектр гравитационной энергии протуберанцев в диапазоне от 4×10^{28} до 6×10^{30} эрг является степенным с показателем, равным -1.1 ± 0.2 , что свидетельствует о равномерном распределении энергии по ансамблю протуберанцев. В протуберанцах в указанном диапазоне одновременно на всём Солнце содержится порядка 10^{15} – 10^{17} г вещества; общая гравитационная энергия протуберанцев составляет порядка 10^{29} – 10^{31} эрг.
- Потери вещества в макроспикулах являются существенными и составляют, в среднем, от 10 до 30 % от видимой массы макроспикулы, в отдельных случаях достигая 80 %. Это соответствует суммарным потерям вещества порядка 10^{11} г/с, или около 5–10 % полного потока солнечного ветра, и указывает на заметную роль макроспикул в формировании быстрой компоненты солнечного ветра.
- Ускорение макроспикул в 35 % случаев превышает ускорение свободного падения вблизи поверхности Солнца, а также не согласуется с наклоном макроспикул относительно нормали; таким образом, движение вещества макроспикул не является чисто баллистическим. При этом существует сильная корреляция между начальной скоростью и ускорением макроспикулы, аналогичная той, что наблюдается для хромосферных солнечных джетов, и которая может быть описана в рамках модели ускорения вещества макроспикулы периодической ударной волной.

Степень достоверности

Достоверность результатов, полученных в настоящей работе, обеспечивается использованием данных наиболее современных солнечных телескопов, обладающих достаточным пространственными и временным разрешением для выполнения поставленных задач, подробным описанием используемых данных наблюдений и методов обработки изображений, апробацией полученных результатов на российских и зарубежных конференциях, а также их публикацией в ведущих научных изданиях по исследуемой тематике.

Апробация результатов

Все результаты, приведённые в работе, были представлены автором в ряде докладов на 4 всероссийских и 8 международных конференциях: 55-я Всероссийская научная конференция МФТИ (Москва–Долгопрудный, 2012 г.); 5-я Всероссийская молодёжная конференция по фундаментальным вопросам и инновационным аспектам современной физики (Москва, 2013 г.); “The Sun: Active and Quiet” — 2013 International Moscow Workshop on Solar Physics (Москва, 2013 г.); 1st SOLARNET Spring School: “Introduction to Solar Physics” (Вроцлав, Польша, 2014 г.); 7th Solar Information Processing Workshop (Ла-Рош-ан-Арден, Бельгия, 2014 г.); Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015, конференция «Фундаментальные исследования и физика частиц» (Москва, 2015 г.); Hinode 9 International Science Meeting (Белфаст, Великобритания, 2015 г.); 6-я Всероссийская молодёжная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики (Москва, 2015 г.); 4th SOLARNET

Workshop on “Solar eruptive events: Observations and Modelling” (Маллардовская лаборатория космических исследований, Великобритания, 2016 г.); Joint Hinode-11/IRIS-8 Science Meeting (Сиэтл, США, 2017 г.); Russian-UK workshop “Seismology of Solar Coronal Active Regions” (Москва, 2018 г.); Конференция «Магнетизм, циклы активности и вспышки на Солнце и звёздах» (КрАО, Научный, 2018 г.).

Также, автору диссертации была присуждена премия им. Д. В. Скобельцина на Конкурсе молодёжных научных работ ФИАН 2015 г. за цикл работ «Статистическое исследование спокойных протуберанцев в минимуме солнечной активности».

Публикации по теме диссертации

Все результаты диссертационной работы опубликованы в рецензируемых научных изданиях и сборниках трудов научных конференций. Всего опубликовано 12 работ [A1–A3; B1–B9], включая 7 тезисов докладов конференций [B1–B5; B7; B8]. Основные результаты диссертации, выносимые на защиту, изложены в 3 работах [A1–A3] в ведущих научных журналах, входящих в международные базы цитирования Web of Science и Scopus и удовлетворяющих требованиям Высшей аттестационной комиссии (ВАК).

- A1. *Loboda I. P., Bogachev S. A.* Quiescent and Eruptive Prominences at Solar Minimum: A Statistical Study via an Automated Tracking System // *Solar Physics*. — 2015. — Vol. 290, no. 7. — P. 1963.
- A2. *Loboda I. P., Bogachev S. A.* Plasma dynamics in solar macrospicules from high-cadence extreme-UV observations // *Astronomy & Astrophysics*. — 2017. — Vol. 597. — A78.

- A3. *Loboda I. P., Bogachev S. A.* What is a Macrospicule? // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Vol. 871. — P. 230.
- B1. *Лобода И. П., Богачёв С. А.* Исследование коронального выброса массы от 26.09.2009 по данным наблюдений, полученным в эксперименте ТЕСИС на спутнике КОРОНАС-Фотон в линии He II 304 Å // Труды 55-й научной конференции МФТИ. Общая и прикладная физика. — 2012. — С. 97.
- B2. *Loboda I., Bogachev S.* A statistical study of quiescent and eruptive prominences at solar minimum via an automated tracking system // 7th Solar Information Processing Workshop. Abstract Book. — 2014. — P. 52.
- B3. *Лобода И. П., Богачёв С. А.* Статистическое исследование спокойных протуберанцев в минимуме солнечной активности // VI всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики. Сборник трудов. — 2015. — С. 147.
- B4. *Лобода И. П., Богачёв С. А.* Поле скоростей и потери вещества солнечных макроспикул по данным наблюдений в линии He II 304 Å с высоким временным разрешением // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015. Аннотации докладов. Т. 1. — 2015. — С. 49.
- B5. *Loboda I.* Dynamics of solar macrospicules from high-cadence EUV observations // *Hinode 9 abstracts*. — 2015. — P. 173.
- B6. *Loboda I. P., Bogachev S. A.* Velocity Field and Loss of Mass in Solar Macrospicules from High Time Resolution Observations in the He II 304 Å Spectral Line // *Physics Procedia*. — 2015. — Vol. 74. — P. 328.
- B7. *Loboda I.* Variations of the EUV jets' properties // *Abstracts 2017 Hinode/IRIS Meeting*. — 2017. — P. 41.

- В8. *Лобода И. П.* Статистическое исследование линейных джетов в нижней короне Солнца // *Магнетизм, циклы активности и вспышки на Солнце и звёздах. Сборник тезисов.* — 2018. — С. 31.
- В9. *Loboda I. P., Bogachev S. A.* A statistical study of linear jets in the low solar corona // *Astronomical and Astrophysical Transactions.* — 2019. — Vol. 31, issue 2. — P. 199.

Личный вклад автора

Автор самостоятельно провёл полную обработку данных спутниковых наблюдений, разработав для этой цели все необходимые методы обработки изображений и реализовав их в виде комплекса программных процедур на языке программирования IDL. Также, автором был создан ряд оценочных моделей для нахождения основных физических характеристик исследуемых объектов, осуществлена обработка и последующая научная интерпретация полученных данных, подготовлен полный текст перечисленных выше публикаций с изложением основных результатов работы. Таким образом, вклад автора диссертации в проведённое исследование и результаты, выносимые на защиту, является основным.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы. Объём диссертации

составляет 233 страницы, включая 63 рисунка и 10 таблиц; список литературы включает в себя 429 наименований.

Во введении обоснована актуальность исследуемой темы, сформулированы цель и задачи диссертационной работы, перечислены полученные в диссертации основные результаты, показана их научная ценность, представлены положения, выносимые на защиту, описана структура диссертации. В первой главе даётся краткий обзор истории и современного состояния исследований двух основных классов мелкомасштабных транзиентных явлений в спокойных областях нижней короны Солнца, изучаемых в настоящей работе: протуберанцев и макроспикул. Во второй главе проводится статистическое исследование ансамбля спокойных и спокойно-эруптивных протуберанцев по данным телескопических наблюдений Солнца в линии He II 304 Å при помощи алгоритма автоматического детектирования протуберанцев на серии изображений. В третьей главе проводится изучение динамики макроспикул и доли потерь вещества в них по данным наблюдений с рекордно высоким для ВУФ диапазоном временным разрешением. В четвёртой главе проводится статистический анализ пространственных и динамических характеристик ансамбля макроспикул с целью определения их характерных значений, а также установления вероятного механизма формирования макроспикул. В заключении суммируются основные результаты, полученные в ходе работы над диссертацией и обсуждается их значимость в контексте дальнейших исследований по рассматриваемой тематике.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Протуберанцы

Протуберанцы являются одними из наиболее заметных явлений солнечной активности. При этом, несмотря на более чем столетнюю историю наблюдений, до сих пор остаётся немало вопросов касательно механизмов их формирования и развития, а также роли протуберанцев в балансе массы и энергии солнечной атмосферы. Протуберанцы представляют собой плотные и относительно холодные образования, удерживаемые над поверхностью фотосферы магнитными полями Солнца [33]. По историческим причинам различают протуберанцы, наблюдаемые за лимбом в виде ярких, излучающих образований, и волокна, видимые на диске Солнца в виде тёмных продолговатых структур. Позже было показано, что физически это одни и те же объекты, состоящие из частично ионизованной плазмы, по своим свойствам близкой к веществу хромосферы. Спектроскопические наблюдения указывают на то, что вещество протуберанцев имеет температуру в диапазоне 4–9 тыс. К. [34–44], концентрация электронов в плазме составляет $2 \times 10^9 - 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [35; 36; 43; 45–59]. Таким образом, протуберанцы имеют в сто раз меньшую температуру, и в сто раз большую плотность чем окружающее их вещество короны, для которой характерны температуры порядка 10^6 К и концентрация электронов около $10^8 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$ [5; 60–62].

Протуберанцы значительно различаются между собой по размеру, внутреннему строению (морфологии), динамике, структуре поддерживающего их магнитного поля, и по тому, как они соотносятся с другими явлениями солнечной активности. Для учёта этих особенностей было предложено несколько схем классификации протуберанцев [63–68]. В настоящей работе используется наиболее общая и широко применяющаяся схема, при которой протуберанцы

разделяются на активные и спокойные по месту их формирования. Спокойные протуберанцы, исследуемые в настоящей работе, образуются вдали от активных областей Солнца, и наблюдаются на всех гелиографических широтах. Такие протуберанцы могут существовать в течение нескольких недель и, иногда, месяцев; они слабо подвержены изменениям и имеют сравнительно низкие скорости движения вещества. Характерный размер спокойных протуберанцев составляет от 60 до 600 тыс. км в длину и от 10 до 100 тыс. км в высоту, толщина протуберанцев находится в диапазоне 5–20 тыс. км. [20; 35; 60–62; 69; 70]. При этом наиболее крупные протуберанцы поднимаются над поверхностью Солнца на сотни тысяч километров, что сравнимо с его радиусом $R_{\odot} \simeq 700$ тыс. км [71]. Активные протуберанцы, напротив, развиваются в составе активных областей Солнца. Для них характерны быстрые движения вещества от протуберанца к фотосфере и от одного протуберанца к другому. В сравнении со спокойными протуберанцами, они имеют значительно меньшие размеры и времена жизни и значительно более высокую плотность вещества — до 10^{15} см⁻³ [72].

Поляриметрические наблюдения протуберанцев показали, что величина магнитного поля в спокойных протуберанцах составляет, в среднем, от 2 до 40 Гс, в отдельных случаях достигая 60–80 Гс [55; 73–88], и убывает с высотой со скоростью порядка $(0.5–1.5) \times 10^{-4}$ Гс/км [74; 76; 78]. При этом линии поля направлены преимущественно горизонтально и под относительно небольшим углом 20–30° к длинной оси протуберанца [52; 55; 77; 78; 89–91]. Активные протуберанцы наблюдаются на фоне значительно более высоких значений индукции магнитного поля порядка 100–800 Гс [92–98]. Для длительного удержания плотного вещества протуберанца над фотосферой необходима конфигурация магнитного поля, характеризующаяся наличием выгнутых в сторону поверхности Солнца силовых линий, позволяющих уравновесить вес протуберанца за счёт сил магнитного натяжения [99–101]. Существующие в настоящий момент модели магнитной структуры протуберанцев

можно разделить на две основные группы. Исторически первая, и наиболее простая модель Киппенхана-Шлютера предполагает, что прогиб магнитных линий образуется вблизи вершины сильно сдвинутой аркады силовых линий поля под действием собственной тяжести плотного вещества протуберанца (рисунок 1.1а) [102–114]. Вторая группа моделей, известная под общим названием модели Куперуса-Рааду, отличается тем, что необходимый прогиб линий поля образуется без участия вещества протуберанца в нижней части поддерживающей его магнитной структуры, представляющей из себя скрученную трубку силовых линий, или магнитный жгут, и расположенной вдоль длинной оси протуберанца [115–129]. При этом возможна конфигурация магнитного поля прямой полярности, при которой силовые линии внутри протуберанца сонаправлены линиям магнитного поля расположенной под ним магнитной аркады (рисунок 1.1б), и обратной, характеризующейся противоположной направленностью магнитного поля в протуберанце (рисунок 1.1в). В настоящее время считается, что на Солнце могут реализовываться все рассмотренные выше типы магнитной структуры протуберанцев, однако наиболее часто наблюдаемой является конфигурация поля обратной полярности [70]. Показано также, что возможно преобразование магнитной аркады, рассматриваемой моделями первой группы, в скрученную трубку линий тока как прямой, так и обратной полярности в результате пересоединения магнитных линий выше или ниже тела протуберанца соответственно [118–120; 130].

Существующие модели образования протуберанцев или, иначе, наполнения их магнитной структуры хромосферным веществом можно также разделить на три основные группы [33; 70; 100]. Первая — чисто гидродинамическая — рассматривает инжекцию фотосферного и хромосферного вещества через основания магнитной структуры как за счёт импульсных струеобразных течений, так и вследствие формирования установившихся потоков вещества [131–143]. Другая группа моделей предполагает образование протуберанца одновременно с формированием его магнитной структуры в

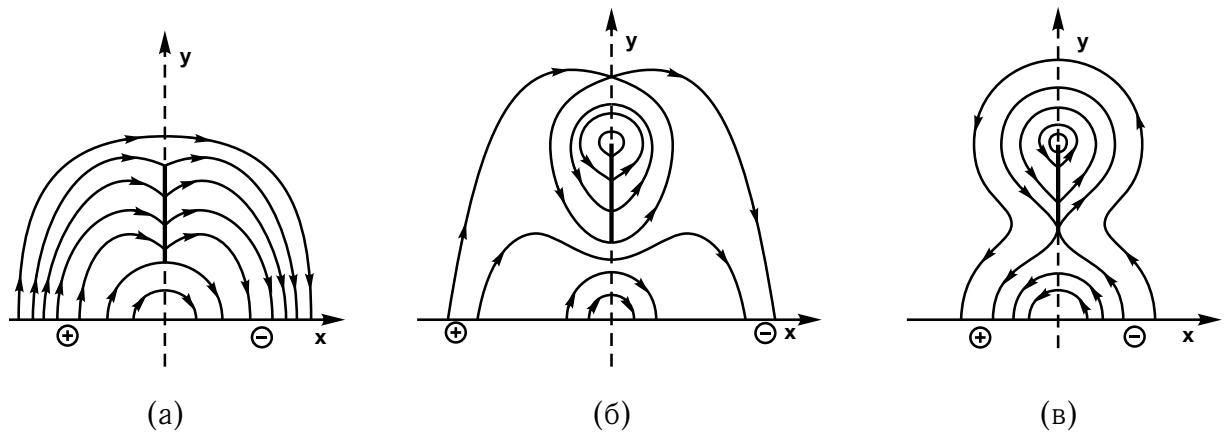


Рисунок 1.1 – Предполагаемая магнитная структура протуберанцев в модели Киппенхана-Шлютера (а) и модели Куперуса-Рааду прямой (б) и обратной (в) полярности. Рисунок заимствован из работы [105].

процесс перестройки непотенциальной конфигурации поля и пересоединения силовых линий; при этом часть вещества фотосферы оказывается поднятой над поверхностью Солнца, а высвободившаяся энергия магнитного поля идёт на преодоление силы гравитационного притяжения [119; 123; 126; 144–151]. Также было показано, что протуберанцы могут образовываться в результате конденсации горячей корональной плазмы за счёт механизма тепловой неустойчивости, обусловленной наличием резкого максимума в функции радиационных потерь оптически тонкой корональной плазмы вблизи $\sim 10^5$ К [152–163]. Доступные в настоящее время данные наблюдений не позволяют, однако, сделать однозначный выбор в пользу той или иной модели образования протуберанцев.

Неустойчивость магнитной структуры, поддерживающей протуберанец, может приводить к тому, что значительная часть его вещества будет выброшена в окружающее пространство короны — так называемой эрупции протуберанца; сам протуберанец при этом соответственно классифицируется как эруптивный. Эруптивная стадия развития протуберанца всегда непродолжительна, за время которой вещество протуберанца ускоряется до скоростей порядка 100–800 км/с достигая высот выше одного радиуса Солнца [164–

169]. В процессе движения протуберанцы довольно быстро изменяют свои очертания, нередко наблюдается разделение протуберанца на несколько частей, некоторые из которых падают обратно на Солнце [170–173]. Сравнительные исследования показали, что эрупция протуберанцев более чем в 70 % случаев предшествует формированию корональных выбросов массы (КВМ), распространяющихся на значительные (порядка нескольких а.е.) расстояния от Солнца и оказывающие существенное воздействие гелиосферу в целом и на земную магнитосферу в частности, приводя к значительным геомагнитным возмущениям, или магнитным бурям [22; 174–184]. Таким образом, вследствие их потенциальной геоэффективности, изучение эруптивных протуберанцев представляет значительный интерес. В то же время, точный механизм перехода выброса протуберанца в корональный выброс массы, также как и механизм самой эрупции протуберанца, в настоящее время достоверно не установлен [21; 185–187]. Предполагается, что эрупция протуберанца может происходить вследствие собственной неустойчивости поддерживающей его конфигурации магнитного поля [188–192], а также в результате нарушения магнитной структуры протуберанца при её взаимодействии с окружающими или вновь возникающими магнитными структурами [119; 171; 193–201].

Несмотря на многократные наблюдения протуберанцев в историческую эпоху (наиболее раннее их упоминание относится к 1185 г. [202; 203]), современное научное изучение протуберанцев началось 8 июля 1842 г., когда во время полного солнечного затмения Ф. Араго, Дж. Эйри, Я. В. Струве и другие астрономы заметили ярко-розовые выступы вокруг тёмного диска Луны (характерный цвет которых обуславливается тем, что в видимом излучении протуберанцев доминирует линия H_{α} на длине волны 6562.8 \AA) [20; 204]. Применение фотографии во время солнечных затмений 28 июля 1851 г. и 18 июля 1860 г. позволило однозначно идентифицировать протуберанцы как солнечные структуры [205]. Во время наблюдения солнечного затмения 18 августа 1868 г. П. Жансен независимо от Дж. Локьера впервые произвёл

спектроскопические наблюдения протуберанцев, что позволило сделать вывод об их газообразном характере [63; 206]; при этом в полученных спектрах были обнаружены линии тогда ещё неизвестного элемента, позже названного гелием. Тогда же было обнаружено, что сильное излучение протуберанцев в отдельных спектральных линиях позволяет наблюдать их за краем солнечного диска вне затмений [207]. Появление спектрогелиографов в 1890-х гг. [208], а также, несколько позднее, внезатменных коронографов [209] положило начало систематическому наблюдению протуберанцев. Наконец, в 1961 г. были проведены первые поляриметрические наблюдения протуберанцев, позволившие установить механизм удержания их вещества над поверхностью Солнца [73].

В течение нескольких десятилетий протуберанцы наблюдались с Земли в ряде спектральных линий, преимущественно в линиях H_{α} и $Ca II H$, а также в радиодиапазоне [130]. Всеобъемлющее изучение этих образований, однако, стало возможно только с запуском орбитальных солнечных обсерваторий, позволяющих проводить исследования Солнца в гораздо более широком спектральном диапазоне, ранее недоступном из-за сильного поглощения атмосферой Земли значительной части электромагнитного спектра [210]. Существенным преимуществом таких наблюдений является непрерывность во времени и отсутствие искажений, вызванных неоднородностями земной атмосферы. Сегодня протуберанцы можно наблюдать из космоса с помощью целого ряда инструментов как в видимом (Hinode/SOT [211; 212]), так и в ВУФ диапазоне спектра (STEREO/EUVI, SDO/AIA), где протуберанцы наиболее хорошо видны в резонансной линии $He II 304 \text{ \AA}$ [213]. Пример наблюдения протуберанца в линии H_{α} показан на рисунке 1.2.

В настоящее время массив непрерывных наблюдений, полученный телескопами SOHO/EIT, STEREO/EUVI и SDO/AIA начиная с 1996 г. покрывает значительный период длительностью более чем два цикла солнечной активности. Несмотря на большие объёмы данных, предоставляемые современными космическими обсерваториями, подавляющее большинство исследований про-

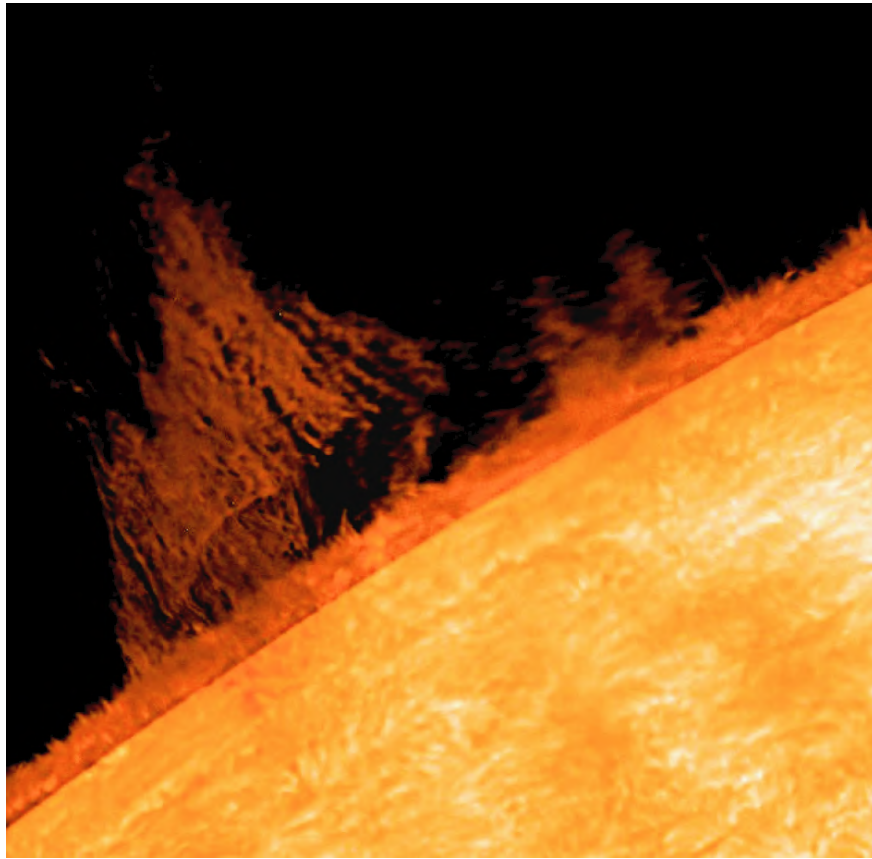


Рисунок 1.2 – Изображение протуберанца на северо-западном лимбе Солнца, полученное в линии H_{α} космическим телескопом Hinode/SOT 25 апреля 2007 г. Размер изображения соответствует $80'' \times 80''$, или 50×50 тыс. км. Рисунок заимствован из работы [43].

туберанцев ограничено рассмотрением отдельных и, как правило, наиболее крупных событий, легко обнаруживаемых на изображениях невооружённым глазом. В результате такого подхода полученные данные о протуберанцах как о целом классе явлений могут быть искажены за счёт эффекта селекции, особенно в области мелкомасштабных событий, слабо исследованной до сих пор. Существует целый ряд вопросов, ответ на которые может быть получен исходя только из исследования полного ансамбля протуберанцев. Не ясно, к примеру, как физические свойства протуберанцев зависят от характерного масштаба явления, и каково долговременное поведение этих параметров в течение солнечного цикла (данный вопрос обсуждается, в частности, в работе [214]). Для проведения подобных исследований требуются подробные

каталоги протуберанцев, которые содержат не только качественную, но и количественную информацию о зарегистрированных событиях, полученную в результате измерения основных пространственных, динамических и массово-энергетических характеристик протуберанцев. Решение этой задачи требует обработки большого числа изображений, которая не может быть осуществлена вручную, что делает необходимой разработку автоматизированных систем для детектирования протуберанцев на изображениях и измерения их характеристик. Несмотря на меньшую точность полученных таким образом данных по сравнению с наблюдениями единичных событий, статистические исследования протуберанцев позволяют охватить широкий спектр явлений различного масштаба, давая, таким образом, более целостную и всеобъемлющую картину, гораздо менее подверженную тем или иным принципам отбора отдельных событий. Тем не менее, к настоящему времени было сделано всего несколько попыток крупномасштабного изучения протуберанцев. Из трёх разработанных методов автоматического детектирования протуберанцев два были применены к данным SOHO/EIT [215; 216], и один к данным STEREO/EUVI [217]. В результате, только в последнем случае был составлен общедоступный каталог событий, покрывающий период с апреля 2007 г. по декабрь 2012 г, и проведена его статистическая обработка. При этом регистрировались только непосредственно наблюдаемые характеристики протуберанцев, такие как их размер и суммарная яркость испускаемого излучения, дающие лишь приближённое представление о массовых и энергетических характеристиках протуберанцев, изучение которых имеет первостепенное научное значение.

1.2. Макроспикулы

Другой разновидностью мелкомасштабной солнечной активности в хромосфере и короне Солнца являются джеты, представляющие собой быстрые, струеобразные движения вещества. Солнечные джеты обладают значительным разнообразием, наблюдаются как в активных областях, так и в областях спокойного Солнца, значительно различаясь при этом по масштабу, структуре и динамике [6; 70; 218; 219]. На рисунке 1.3 показаны характерные пространственные и временные масштабы основных типов солнечных джетов, наблюдаемых за лимбом Солнца: спикул, макроспикул и корональных джетов.

Хромосферные спикулы представляют собой тонкие, протяжённые структуры, достигающие высот 4–18 тыс. км. в зависимости от спектральной линии наблюдения [13; 220–225]. Видимый диаметр спикул составляет от 300 до 2500 км [13; 220; 226–228], однако в большинстве случаев существенно зависит от углового разрешения получаемых изображений [229]. Впервые спикулы наблюдались А. Секки во время солнечного затмения 1877 г. [63], однако современный термин был введён в 1945 г. в работе [230] при наблюдении спикул в линии H_{α} . Характерный вид спикул при наблюдении в типичных для излучения хромосферы спектральных линиях приведён на рисунке 1.4. Вещество спикул имеет температуру в диапазоне от 7000 до 16000 К [13; 234–238], концентрация электронов их частично ионизованного вещества составляет $4 \times 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [13; 234; 235; 239]. Спикулы поднимаются над видимой поверхностью Солнца и опускаются обратно со скоростями порядка 20–60 км/с в картинной плоскости [13; 220; 221; 227; 240; 241], в то время как скорости их движения вдоль луча зрения, измеренные по доплеровскому смещению спектральных линий, составляют, в среднем, от 5 до 8 км/с [13; 227; 234; 239; 241–243]. Наблюдаемое время жизни спикул

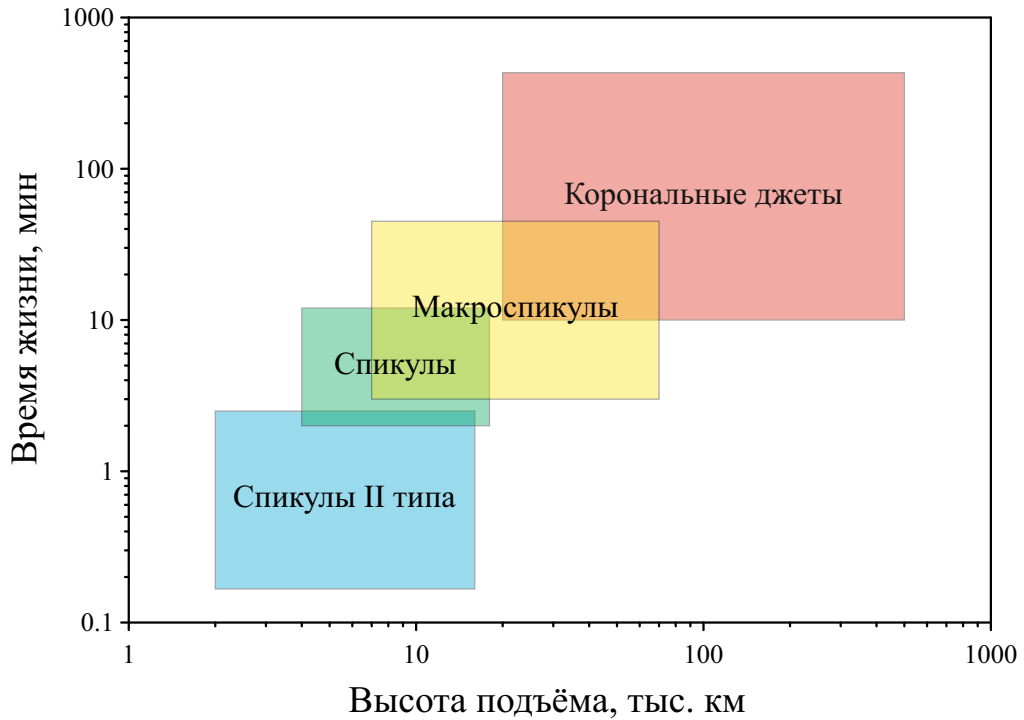


Рисунок 1.3 – Характерные линейные размеры и времена жизни различных классов солнечных джетов. Рисунок приведён в иллюстративных целях, на защиту не выносится.

при этом находятся в пределах 2–12 мин [221; 230; 240; 244]. Общее число одновременно существующих на всей поверхности Солнца спикул оценивается как $4 \times 10^4 - 3 \times 10^6$ [13; 240; 245–248]; что соответствует среднему темпу их появления около 300 с^{-1} [220]. С появлением телескопов с высоким временным и пространственным разрешением были открыты гораздо более динамичные структуры — так называемые спикулы II типа, характеризующиеся меньшими поперечными размерами (100–200 км), значительно более высокими скоростями движения (50–150 км/с) и меньшими временами жизни (10–150 с). При этом у спикул II типа наблюдается только фаза подъёма, после чего они перестают быть видимыми в хромосферных линиях, вероятно, вследствие нагрева их вещества до больших температур [224; 249–251]. В соответствии с этим предполагается, что спикулы II типа могут играть существенную роль в балансе массы и энергии солнечной атмосферы [252–257].

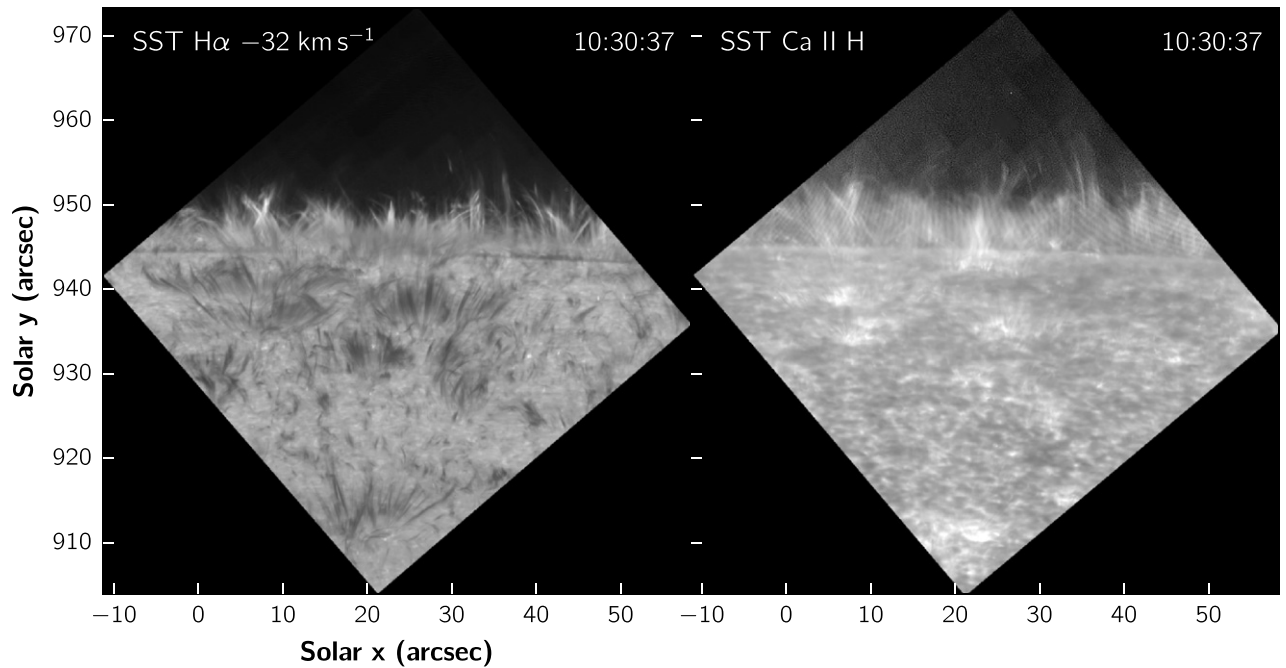


Рисунок 1.4 – Изображения спикул на лимбе Солнца, полученные спектрополяриметром SST/CRISP [231; 232] 17 июня 2014 г. в крыльях линии H_{α} и в центре линии $Ca II H$. Рисунок заимствован из работы [233].

В то же время существует группа значительно более крупных струеобразных явлений, называемых корональными джетами, имеющих размер порядка нескольких сотен тысяч км, и наблюдающихся преимущественно в рентгеновской области спектра (рисунок 1.5) [258; 259]. Для корональных джетов характерна высокая температура плазмы в диапазоне $4 \times 10^5 - 2.8 \times 10^7$ К [261–267], а также более низкая плотность вещества порядка $7 \times 10^8 - 5 \times 10^{10}$ см⁻³ [258; 261; 267–269]. Регистрируемое время жизни корональных джетов находится в диапазоне от 10 мин до более 7 часов [270–273], скорость их движения в картинной плоскости составляет 90–1100 км/с [258; 264; 267; 270–280], доплеровская скорость вдоль луча зрения — от 60 до 300 км/с [268; 274; 277; 281; 282]. При этом импульсному ускорению коронального джета предшествует, как правило, фаза медленного подъёма вещества с гораздо меньшими скоростями около 10–20 км/с [283]; подобная динамика характерна также для начальной стадии движения КВМ [284; 285]. Имея сравнительно высокие

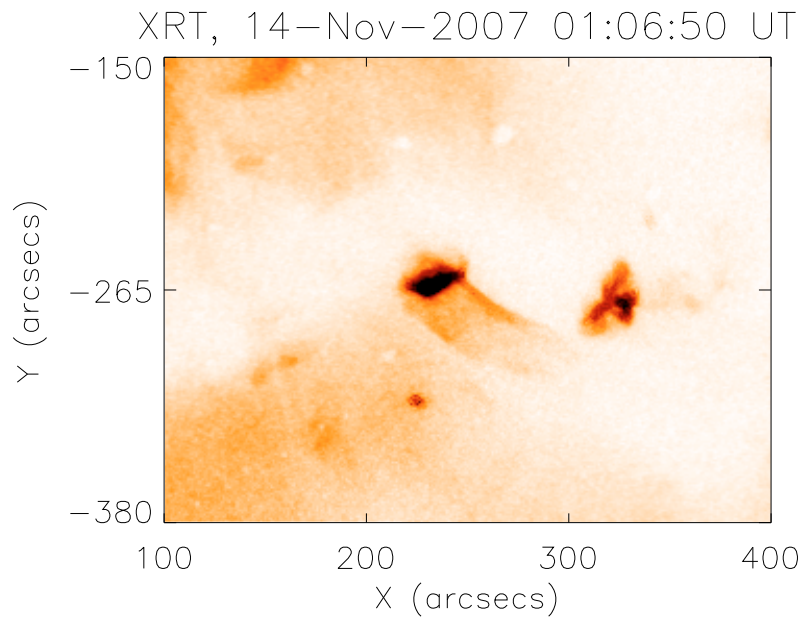


Рисунок 1.5 – Изображение коронального джета, полученное телескопом мягкого рентгеновского диапазона Hinode/XRT [260] 14 ноября 2007 г. Рисунок заимствован из работы [261].

скорости движения, корональные джеты достигают значительных высот порядка 20–500 тыс. км над поверхностью Солнца [258; 270; 271; 274; 275; 277], а при наблюдениях в видимом диапазоне обнаруживаются на высотах порядка $1.5R_{\odot}$ и выше [266; 272; 273; 280; 283; 286; 287]. В то же время, ширина корональных джетов составляет всего около 6–10 тыс. км [270]. Помимо классических λ -образных корональных джетов, которые характеризуются узконаправленным движением вещества и наблюдаются преимущественно в рентгеновской области спектра, практически не излучая в линиях, соответствующих температурам ниже 1 МК, недавно была выделена вторая группа корональных джетов, имеющих более сложную, спиралевидную структуру и динамику, и хорошо видимых также в спектральных линиях, характерных для переходного слоя Солнца, в том числе в линии He II 304 \AA [288; 289]. При этом была показана связь данного типа корональных джетов с мелкомасштабными эруптивными протуберанцами [290].

Промежуточное положение между хромосферными спикулами и коро-

нальными джетами, как по геометрическому и временному масштабу, так и по характерной температуре плазмы, занимает третий класс явлений, называемых макроспикулами. Макроспикулы были обнаружены около 40 лет назад, но до сих пор остаются одними из наименее изученных объектов в солнечной атмосфере. Впервые они были идентифицированы за лимбом Солнца в линии He II 304 Å на спектрогелиограммах, полученных во время работы миссий Skylab в 1973 г. [15], и названы макроспикулами вследствие морфологического сходства с обыкновенными спиккулами, при том что являются значительно более крупными и долгоживущими образованиями. Последующие наблюдения макроспикул показали, что они достигают высот от 7 до 40 тыс. км над поверхностью Солнца и имеют толщину в диапазоне 3–16 тыс. км [16; 18; 19; 291–293]. Макроспикулы имеют также значительно большие скорости движения от 10 до 150 км/с, а их время жизни находится в пределах от 3 до 45 мин. При этом долгое время макроспикулы наблюдались на пределе разрешающей способности телескопов и других изображающих устройств ВУФ диапазона спектра, действовавших в составе космических обсерваторий. Быстрый рост как пространственного, так и временного разрешения наблюдений в течение последнего десятилетия позволил изучать эти высоко динамические явления с беспрецедентным уровнем детализации.

Впервые макроспикулы были зарегистрированы в корональных дырах вблизи солнечных полюсов, вследствие чего на протяжении нескольких десятилетий считалось, что свойственная для этих участков преимущественно униполярная конфигурация магнитного поля Солнца является необходимым условием формирования макроспикул [15; 16; 291; 292; 294]. Проведённое численное моделирование показывает, что в открытой магнитной конфигурации могут образоваться два типа струй вещества, один из которых, слабо проявляющийся в линии H_{α} из-за своей низкой плотности, по всей видимости, соответствует макроспикулам [295]. При этом неоднократно высказывалось предположение, что именно макроспикулы могут быть источником быстрой

компоненты солнечного ветра, истекающего из области корональных дыр, вследствие высокой скорости движения их вещества [17; 296]. Согласно оценке, полученной в работе [16], количество энергии, необходимой для подъёма одной макроспикулы приблизительно на два порядка превышает количество энергии, расходуемой на образование обычной спикулы, и, следовательно, макроспикулы могут являться существенным фактором в балансе массы и энергии солнечной короны. Тем не менее, недавние исследования показали наличие макроспикул также в областях спокойного Солнца, где, однако, их наблюдается значительно меньшее число [18; 19; 294].

Вследствие того, что макроспикулы наблюдались исключительно за лимбом, соответствующие им структуры на солнечном диске не были достоверно установлены, однако было высказано предположение, что им с наибольшей вероятностью могут соответствовать кратковременные мелкомасштабные уярчения, наблюдаемые в линиях переходного слоя Солнца [297–300]. В то же время, некоторые исследователи отмечают, что макроспикулы достигают приблизительно тех же скоростей, что и недавно обнаруженные спикулы II типа [249], и, более того, что оба явления сконцентрированы преимущественно в областях корональных дыр, что говорит о возможной тесной взаимосвязи этих явлений [301].

Несмотря на то, что до настоящего времени не было зарегистрировано сколько-нибудь заметных вариаций характеристик макроспикул в ходе циклов солнечной активности, последние исследования, включавшие периодические наблюдения макроспикул в течение нескольких лет, показали наличие квазидвухгодичных осцилляций некоторых из их наблюдаемых характеристик, таких как наибольшая высота подъёма, заметаемая в течение времени жизни площадь на изображениях, а также средняя скорость движения [302; 303]. Помимо этого, спектроскопические наблюдения макроспикул показали наличие в их излучении попеременно сменяющихся доплеровских сдвигов в красную и синюю области спектра, которые были интерпретированы как проявление

вращательной динамики макроспикул [300; 304–307]. Наконец, в ходе ряда исследований было показано наличие у макроспикул ярко выраженного параболического профиля движения, при этом измеренные соответствующие значения ускорения были существенно ниже ускорения свободного падения вблизи поверхности Солнца, что объяснялось сочетанием баллистического характера движения макроспикул и их сильным наклоном вдоль луча зрения [16; 292].

Макроспикулы наблюдаются преимущественно в спектральном диапазоне, соответствующем переходному слою Солнца, в линиях, таких как Ne II 304 Å, N IV 765 Å и O V 630 Å, имеющих наибольшую интенсивность излучения вблизи 8×10^4 , 1.4×10^5 К и 2.5×10^5 К, соответственно. Однако при наблюдении в линиях, соответствующих более горячему веществу короны, данные исследований разнятся. Так, в части работ было зарегистрировано слабое излучение для части макроспикул в таких линиях, как Ne VIII 770 Å и Mg IX 368 Å, имеющие максимум светимости при температурах 6.3×10^5 К и 10^6 К соответственно; таким образом, исследованные в этих работах макроспикулы вплотную приближаются к более крупным и горячим образованиям — корональным джетам [293; 296; 305; 308]. В то же время, в ряде других работ было показано полное отсутствие излучения вещества макроспикул в горячих корональных линиях, и практически полное отсутствие излучения в линии Ne VII 465 Å, которой соответствует температура плазмы вблизи 5×10^5 К [15; 300; 306; 307]. В то же время, измерения яркостной температуры макроспикул в радиодиапазоне для излучения с частотой 4.8 ГГц, порождаемое, согласно современным представлениям, тепловым тормозным излучением электронов плазмы солнечной короны, показывают, что макроспикулы в основном состоят из относительно холодной центральной части, температура которой составляет $(4-8) \times 10^3$ К, окружённой тонкой более горячей оболочкой температурой около $(1-2) \times 10^5$ К. Полученные температуры соответствуют изменению концентрации вещества макроспикулы от 10^{10} см⁻³ в центре до 2×10^9 см⁻³ во внешнем

слое [309]. Таким образом, приведённые выше результаты наблюдений устанавливают весьма нечёткую верхнюю границу для вещества макроспикул по температуре, составляющую около $3 \times 10^5 - 10^6$ К [15; 307], что является существенным препятствием для надёжной идентификации макроспикул и разграничения различных классов солнечных джетов.

Помимо этого, было обнаружено, что сходные по размеру и строению структуры, позже также названные макроспикулами, наблюдаются в линии H_α в спокойных областях Солнца [17; 310; 311]. Тем не менее, до настоящего времени остаётся не до конца ясным, являются ли они физически теми же структурами, что и описанные выше макроспикулы, наблюдаемые в ВУФ диапазоне спектра [312]. В то время как в одной части проведённых исследований не было обнаружено выраженной корреляции между структурами, наблюдаемыми в линии H_α и в линиях переходного слоя ВУФ диапазона [313], в других работах утверждалось, что значительное сходство между обоими видами макроспикул в их строении и динамике позволяет считать макроспикулы ВУФ диапазона горячей оболочкой их более холодных ядер, видимых в линии H_α , аналогично тому, как спикулы, наблюдаемые в ВУФ диапазоне, являются горячими оболочками хромосферных спикул [314–316], а также предполагалась существенная связь обеих разновидностей макроспикул с яркими рентгеновскими точками [317].

В дальнейшем было показано вероятное наличие двух отдельных популяций макроспикул, наблюдаемых в линии H_α , обладающих различным строением и динамикой, одна из которых имеет значительные отличия от макроспикул в вакуумном ультрафиолете, при том что более 50 % макроспикул, наблюдаемых в полярных областях в линии H_α не видны в линии He II 304 Å, в то время как ВУФ макроспикулы практически всегда имеют слабые спутники в линии H_α . Наконец, макроспикулы, наблюдаемые в H_α одинаково распространены в областях спокойного Солнца и в корональных дырах [294; 318; 319]. Таким образом, предполагается, что часть событий,

ранее идентифицированных как макроспикулы в линии H_{α} на самом деле являются эрупциями мелкомасштабных протуберанцев [320; 321]. При этом в настоящее время не ясно, являются ли остальные макроспикулы всего лишь чрезвычайно большими экземплярами хромосферных спикул, или же они имеют существенно иной механизм формирования и, таким образом, образуют отдельный класс транзиентных явлений [219; 317; 318; 322–324]. В дополнение к этому, в работе [325] было предложено различать макроспикулы и полярные всплески, впервые наблюдавшиеся в работе [326], которые, несмотря на то, что также выглядят как крупномасштабные спикулы, имеют значительно более сложное строение и динамику при наблюдении в линии H_{α} .

В то же время, не ясна связь макроспикул с более крупными и горячими джетами. К примеру, для обозначения холодной компоненты спиралевидной разновидности корональных джетов, наблюдаемых в спектральных линиях, характерных для переходного слоя Солнца, нередко также используется термин макроспикула [281; 327; 328]. При этом остаётся неясным, является ли различие между макроспикулами и корональными джетами чисто количественным, или же они являются проявлением существенно различных физических процессов, и, в последнем случае, возможно ли различить эти группы джетов основываясь только их наблюдаемых характеристиках. В значительной степени указанные затруднения связаны с отсутствием детального понимания физического механизма, приводящего к формированию макроспикул и обуславливающего их динамику. Хотя некоторые из свойств макроспикул, наблюдаемых в вакуумной ультрафиолете — в первую очередь их характерный размер и скорости движения — были воспроизведены с помощью методов численного моделирования, где в качестве источника макроспикул использовался резкий скачок давления или скорости движения вещества в верхних слоях хромосферы, точный механизм их формирования остаётся неизвестным [329; 330]. В результате в настоящее время невозможно провести сравнительный анализ различных классов солнечных джетов основываясь в первую очередь

на физической основе их наблюдаемых характеристик.

Из вышесказанного также видно, что сам термин «макроспикула» не имеет чёткого определения, и используется для описания всего разнообразия солнечных джетов, наблюдаемых преимущественно в спектральных линиях переходного слоя и занимающих промежуточное положение между более мелкомасштабными и холодными хромосферными спикулами и более крупными и горячими корональными джетами, при том что указанные группы явлений также не имеют чётко обозначенных границ. Более того, существующая система классификации солнечных джетов в первую очередь опирается на непосредственно наблюдаемые размер и строение исследуемых структур, сильно зависящие от спектрального диапазона наблюдений. Как следствие, такое широкое и неоднозначное определение может потенциально включать явления различной физической природы, что отчасти объясняет широкий разброс наблюдаемых характеристик макроспикул.

В последнее время было сделано несколько попыток подойти к изучению ансамбля макроспикул с использованием статистических методов исследования, опираясь при этом на большой объём данных, накопленный по результатам наблюдений комплекса SDO/AIA, который обладает достаточным для данной цели пространственным и временным разрешением [18; 19; 331]. Тем не менее, результаты подобных исследований существенным образом зависят от применяемых критериев отбора событий и, соответственно, от используемого определения макроспикулы. Так, в работе [18] рассматривались только джеты, высота подъёма которых не превышала искусственно установленного порогового значения, равного 145 тыс. км, динамика которых имела возвратный характер и основания которых были расположены строго на краю солнечного диска. Напротив, в работе [19] макроспикулы определялись как достаточно тонкие и продолговатые структуры, поднимающиеся не более чем на 70 тыс. км выше поверхности Солнца, и имеющие хорошо различимые уярчения вблизи их основания, а также хорошо различимую точку соприкосно-

вения с поверхностью Солнца. Использованные определения, таким образом, являлись в значительной степени произвольными; например, полностью игнорировалось наличие параболических профилей движения, характерных для макроспикул. Как следствие, полученные в этих работы результаты не могут отражать в полной мере свойств всего ансамбля макроспикул.

ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ АНСАМБЛЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

2.1. Данные наблюдений

В данной части работы¹ были использованы данные одного из двух телескопов ВУФ диапазона FET, входящих в состав комплекса научной аппаратуры обсерватории ТЕСИС [332]. Обсерватория ТЕСИС, установленная на борту российского спутника «КОРОНАС-Фотон», была разработана в Лаборатории рентгеновской астрономии Солнца Физического института им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) для исследований Солнца в ВУФ и рентгеновской областях спектра. Спутник был выведен на орбиту 30 января 2009 г. и начал выполнение программы наблюдений в феврале того же года; таким образом, время активной работы спутника пришлось на конец продолжительного солнечного минимума 2008–2009 годов между 23-м и 24-м циклами активности Солнца (рисунок 2.1). Это дало возможность беспрепятственно наблюдать мелкомасштабные транзиентные явления в нижней короне Солнца, такие как исследуемые здесь протуберанцы малого масштаба, а также макроспикулы, рассматриваемые далее в главах 3 и 4, обычно плохо поддающиеся изучению на фоне возрастающего числа более крупных проявлений солнечной активности в течение остальной части цикла активности Солнца. При проведении исследования была использована наиболее полная серия наблюдений, полученная в период с августа по ноябрь 2009 г. Данные наблюдений находятся в открытом доступе на сайте обсерватории ТЕСИС по адресу: <http://tesis.lebedev.ru>.

Телескопы FET были построены по однозеркальной оптической схеме Гершеля с внеосевым параболическим зеркалом нормального падения [28; 333]. Один из телескопов осуществлял наблюдения попеременно в двух узких

¹Основные результаты данной главы соответствуют публикациям диссертанта [A1; B1–B3].

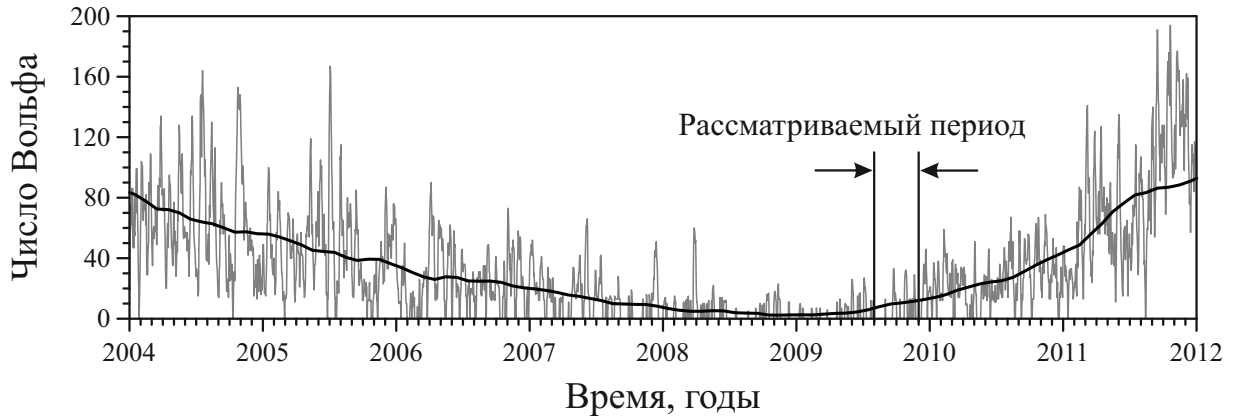


Рисунок 2.1 – Рассматриваемый в работе период наблюдений обсерватории ТЕСИС на фоне цикла солнечной активности, выраженного ежедневными наблюдениями чисел Вольфа (серая линия), а также их усреднёнными в течение года значениями (чёрная линия). Данные предоставлены Королевской обсерваторией Бельгии, Брюссель. Рисунок приведён в иллюстративных целях, на защиту не выносится.

спектральных диапазонах, центрированных на 171 \AA и 304 \AA , и предназначенных для наблюдения спокойной солнечной короны и переходного слоя, другой — одновременно в каналах 132 \AA и 171 \AA для изучения горячей плазмы в ядрах вспышек и активных областях Солнца. Нормальное отражение лучей в ВУФ области спектра обеспечивалось нанесённым на рабочую поверхность зеркал многослойным напылением, состоящем из нескольких десятков слоёв Mo/Si в каналах 132 \AA и 171 \AA ; в канале 304 \AA использовалось покрытие $\text{Si/Cr/Mg/B}_4\text{C}$ вследствие малой спектральной селективности структуры на основе Mo/Si в данной части спектра [334]. При этом, поскольку входные фильтры телескопов предназначались, в первую очередь, для отсекающей доминирующей видимой компоненты излучения Солнца, спектральная ширина канала определялась преимущественно спектральной селективностью многослойного покрытия зеркал телескопов. Для канала 304 \AA пиковый коэффициент отражения фокусирующего зеркала составлял $R = 0.3$, спектральное разрешение $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 30$, что соответствует спектральной ширине канала

на полувысоте профиля пропускания $\delta\lambda_{\frac{1}{2}} \simeq 10 \text{ \AA}$ (рисунок 2.2) [335].

В указанном спектральном диапазоне наибольшую интенсивность в солнечном излучении имеют две линии: резонансная линия однократно ионизованного атома гелия He II 304 \AA и линия Si XI 303 \AA [337–340]. Согласно расчётам ионизационного равновесия в условиях, характерных для звёздных атмосфер, спектральная линия Si XI 303 \AA возбуждается при температурах вблизи $1.6 \times 10^6 \text{ K}$, отвечающих спокойной короне Солнца [341; 342]. Линия He II 304 \AA возбуждается при более низких температурах $5 \times 10^4 - 2 \times 10^5 \text{ K}$, характерных для переходного слоя, при этом максимум интенсивности излучения достигается при $8 \times 10^4 \text{ K}$ (рисунок 2.3) [343; 344]. Ранее было показано, что в спокойных областях Солнца отношение интенсивности излучения в линиях Si XI 303 \AA и He II 304 \AA не превышает 0.02–0.04 на солнечном диске, однако составляет более 0.9 за лимбом вследствие резкого падения концентрации иона He II в короне [345; 346]. Поскольку параметры плазмы протуберанцев в значительной степени близки к состоянию вещества фотосферы и хромосферы, можно считать, что при наблюдении протуберанцев излучение иона гелия является доминирующим. Таким образом, в данном канале преимущественно виден переходный слой между относительно холодным веществом протуберанца (или — в главах 3 и 4 — макроспикул) и горячей плазмой короны Солнца, благодаря чему протуберанец хорошо различим за лимбом Солнца в виде яркой структуры с резко очерченными границами. Недостатком таких наблюдений, также вследствие большой силы резонансной линии гелия, является высокая оптическая плотность вещества протуберанца, в результате чего наблюдается только приповерхностный слой, в то время как его внутренняя структура и динамика остаются недоступными для наблюдения.

Полное поле зрения телескопов FET составляло 1.0° (до 1.4° в углах квадратной области изображения); таким образом, на снимках были отображены полный диск Солнца и корона до расстояний $\sim 0.95R_\odot$, где R_\odot — радиус

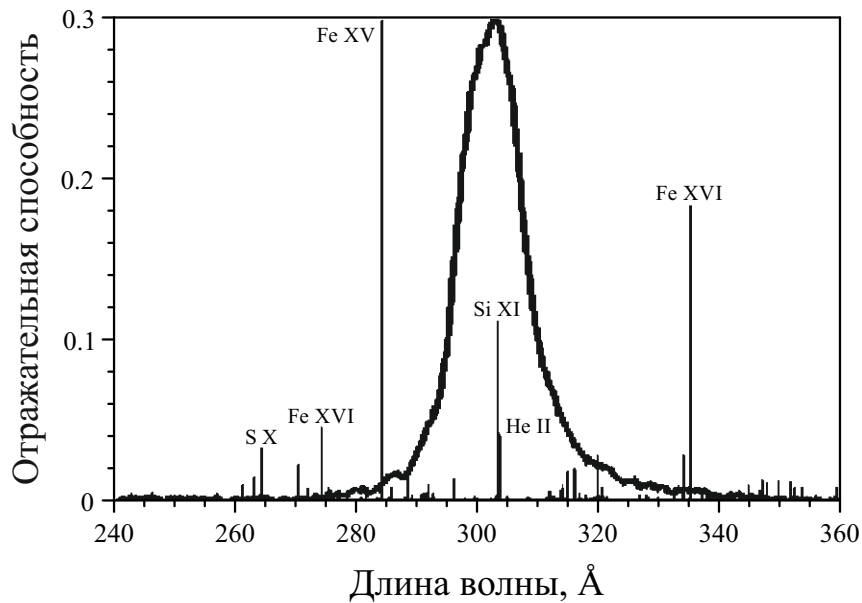


Рисунок 2.2 – Спектральная чувствительность изображающей системы телескопа FET в канале 304 Å. Помимо этого, на графике обозначены основные спектральные линии, характерные для излучения короны в ВУФ диапазоне. Рисунок заимствован из работы [336].

Солнца. Апертура телескопа определялась диаметром зеркала $D = 100$ мм, которому соответствует дифракционный предел углового разрешения на длине волны излучения $\lambda = 304$ Å, равный $1.22 \frac{\lambda}{D} = 0.08''$. Соответственно, размер пятна рассеяния определялся в первую очередь aberrациями телескопа, не превышавшими $1.4''$ на всём поле изображения. В результате угловое разрешение наблюдений было ограничено размером светочувствительного элемента детектора телескопа, и при размере ПЗС-матрицы 2048×2048 пикселей составляло $1.7''$, что соответствует линейному масштабу 1250 км на расстоянии 1 а.е от точки наблюдения. При этом из-за ограничений, накладываемых на объём передаваемой со спутника информации, каждое второе изображение было сжато вдвое в обоих направлениях до размеров 1024×1024 пикселей, что, соответственно, приводило к двукратному ухудшению углового разрешения наблюдений до $3.4''$. Спутник КОРОНАС-Фотон находился на низкой околоземной орбите высотой 550 км, с наклоном 82.5° и орбитальным

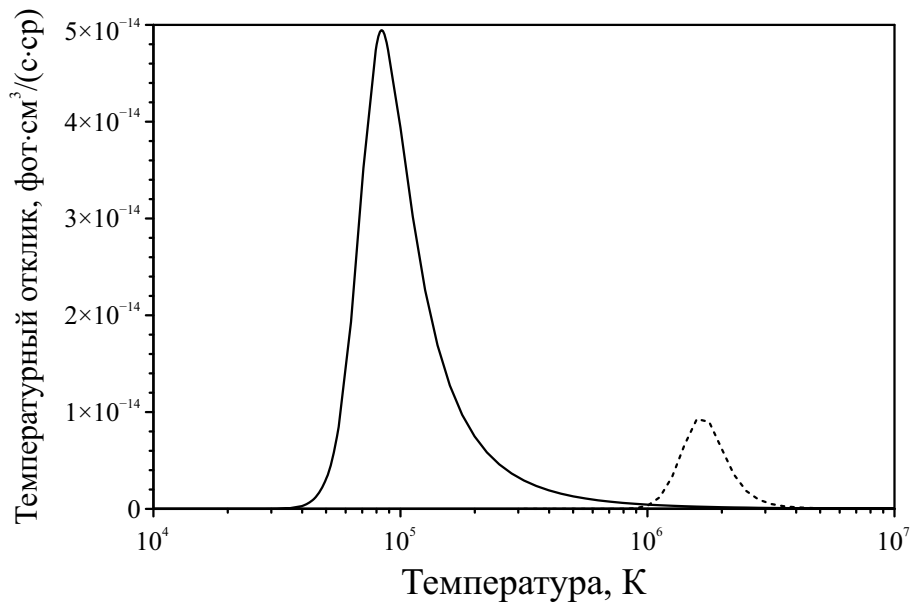


Рисунок 2.3 – Функции температурного отклика для спектральных линий He II 304 Å (сплошная линия) и Si XI 303 Å (штриховая линия), полученные с помощью базы атомных данных CHIANTI [344]. Рисунок приведён в иллюстративных целях, на защиту не выносится.

периодом 95 мин, которая, за исключением непродолжительных периодов полной освещённости орбиты (10–20 суток каждые 3 месяца) являлась частично затменной, вследствие чего наблюдения обсерватории не были полностью непрерывными [347]. Во время программы синоптических наблюдений временное разрешение в канале 304 Å равнялось 4.0 мин, однако с учётом продолжительности теневого участка орбиты среднее временное разрешение составило ~ 7.2 мин. Всего за рассмотренный период было получено 20080 изображений Солнца в линии He II 304 Å.

Поскольку в данной части работы для определения массово-энергетических характеристик протуберанцев планировалось проводить измерения интенсивности их излучения, немаловажным являлся вопрос о возможной деградации ПЗС-матрицы за время наблюдений. Для оценки степени влияния данного фактора для всего массива изображений был рассчитан медианный сигнал на диске Солнца, временной профиль изменения которого изображён на рисунке 2.4. При аппроксимации полученного профиля линейной функцией среднее

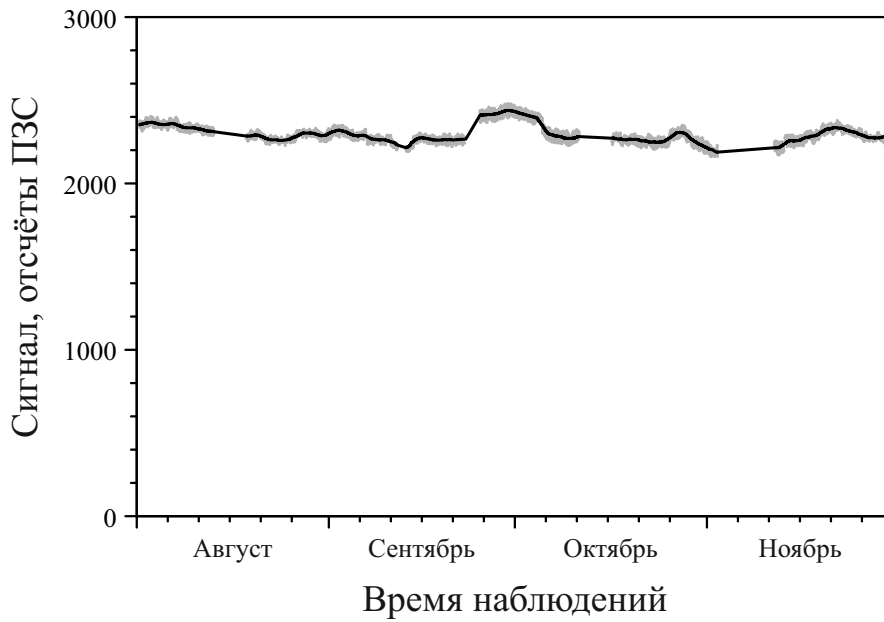


Рисунок 2.4 – Медианный сигнал на диске Солнца в течение рассматриваемого периода наблюдений для отдельных изображений (серые точки) и усреднённый в течение суток (чёрная линия). Результат диссертанта по данным из работы [A1], на защиту не выносится.

изменение уровня сигнала составило -2% , при том, что кратковременные вариации сигнала, вызванные активными явлениями, а также изменением видимой площади активных областей вследствие вращения Солнца, находились в пределах $\pm 7\%$ от его среднего значения. Таким образом, можно сделать вывод о том, что изменение чувствительности детектора телескопа за время наблюдений являлось несущественным.

2.2. Обработка изображений

Ручная обработка большого числа изображений, передаваемых современными космическими обсерваториями, а также измерение параметров протуберанцев на них представляются не только нецелесообразными, но и неосу-

ществимыми практически. По этой причине для обработки описанного выше массива данных был разработан алгоритм автоматического детектирования протуберанцев на отдельных изображениях Солнца в линии 304 \AA и их отслеживания на сериях последовательных изображений, описанный ниже в разделе 2.3. Однако для увеличения надёжности и достоверности детектирования протуберанцев необходима предварительная обработка изображений с целью коррекции дефектов и устранения фонового сигнала, также осуществляемая в автоматическом режиме.

2.2.1. Предварительная обработка

Первичная обработка данных наблюдений обсерватории ТЕСИС, включающая в себя дешифровку, получение полного кадра в случае регистрации изображения по частям, учёт темнового сигнала ПЗС-матрицы, белого поля и рассеянного света на изображениях, а также коррекцию смаза, возникающего при построчном считывании изображений, была проведена непосредственно после получения данных со спутника в соответствии с процедурами, описанными в работе [333]. Таким образом, в данной работе использовался массив данных, прошедших первичную обработку. Ниже приводится описание дальнейшей процедуры автоматической обработки данных, специфичной для целей настоящего исследования.

При работе с объектами, наблюдающимися за солнечным лимбом, необходимо точное определение положения центра диска Солнца и, соответственно, его края на изображениях. Для его нахождения использовался тот факт, что интенсивность излучения в канале 304 \AA резко падает за краем видимого диска Солнца. При этом рассматривалась кольцевая область изображения с внутренним радиусом, равным радиусу Солнца R_{\odot} , и несколько большим

внешним радиусом $R_{\odot} + \Delta r$. В случае, если центр кольцевой области смещён в некотором направлении относительно истинного положения центра Солнца на изображении, часть солнечного диска окажется внутри этой области, в результате чего центр светимости рассматриваемой области будет смещён относительно её геометрического центра в противоположном направлении. Соответственно, на каждой итерации алгоритма находился центр светимости для кольцевой области, в сторону которого затем перемещался центр области перед началом следующей итерации. При этом ширина кольцевой области также уменьшалась начиная с исходного значения $\Delta r_{\text{нач}} = \frac{R_{\odot}}{10}$, асимптотически приближаясь к предельному значению $\Delta r_{\text{пред}} = \frac{R_{\odot}}{200}$. В качестве начального положения центра кольцевой области брался центр светимости всего изображения. Сходимость алгоритма достигалась при условии, что смещение центра области на очередной итерации составляло менее половины от размера пикселя изображения. Таким образом, находилось равновесное положение, при котором центр кольцевой области с достаточной точностью совпадал с центром солнечного диска.

На основании сходимости описанного алгоритма поиска центра солнечного диска проводилась также фильтрация дефектных изображений, наличие которых в серии наблюдений неизменно связано с тем, что измерения проводятся полуавтоматическим комплексом, работающем на околоземной орбите, оперативное вмешательство в работу которого ограничено. В результате на ряде изображений может отсутствовать часть диска Солнца вследствие сильного смещения поля зрения телескопа, ошибок при передаче данных или некорректной склейки изображений при их регистрации по частям. Подобные крупные дефекты изображений в последствии будут приводить как к ошибкам детектирования, которые могут быть как ложно-положительными, т. е. заключаться в ложном детектировании не существующих в действительности протуберанцев на единичных изображениях, так и ложно-отрицательными, когда наблюдаемый протуберанец не детектируется, что приводит к разрывам

при отслеживании протуберанца на сериях последовательных изображений и, как следствие, его регистрации как двух отдельных событий. К примеру, смещение части диска Солнца за пределы окружности предполагаемого лимба, вызванное рассинхронизацией при построчной передаче изображения, привело бы к ложному детектированию выступающей части как протуберанца. Несмотря на принципиальную возможность коррекции части дефектных изображений, вследствие как большого числа изображений, так и относительно малой их доли в общем объёме данных, такие изображения были полностью исключены из рассмотрения. В результате из общего числа изображений (20080) было отброшено 1268, после чего корректность фильтрации была проверена вручную путём ускоренного просмотра изображений. Оставшиеся 18812 изображения были обработаны в соответствии с изложенными ниже процедурами и использованы для последующего детектирования и исследования протуберанцев.

Помимо описанных выше крупномасштабных искажений, на изображениях имеются также точечные дефекты, вызванные попаданием космических лучей, а также связанных с наличием так называемых горячих пикселей на светочувствительной матрице — ячеек ПЗС, чувствительность или темновой сигнал которых резко отличаются от остальных элементов матрицы. Наличие подобных дефектов затрудняет работу алгоритма автоматического детектирования протуберанцев: несмотря на то, что размер дефектов недостаточен для их ложного детектирования в качестве протуберанцев, каждый такой пиксель будет рассматриваться алгоритмом в качестве возможного ядра протуберанца, и тем самым существенно понизит эффективность его работы (раздел 2.3.1). Потеря регистрируемого сигнала в месте попадания частицы является невозможной, поскольку неизвестна энергия самой частицы. В случае горячих точек некоторое восстановление сигнала возможно при наблюдении близких кадров, на которых горячие точки приходятся на различные участки изображения Солнца, что, в принципе, позволяет построить модель

повышенного отклика этих элементов матрицы ПЗС. Однако, вследствие крайне малого относительного объёма повреждённой информации, проведение таких исследований представляется нецелесообразным. На практике, точечные дефекты определялись как пиксели изображения, значение сигнала в которых значительно превышает среднее значение сигнала в соседних пикселях изображения. Фильтрация проходила в несколько проходов с использованием размера области усреднения 3×3 , 5×5 и 7×7 пикселей. При обнаружении дефекта уровень сигнала в таком пикселе устанавливался равным медианному значению интенсивности в текущей области усреднения.

2.2.2. Преобразование исследуемой области

Поскольку исследуемая область снимка обладает центральной симметрией, для упрощения работы с данными был осуществлён переход от прямоугольных координат к полярным. В результате такого преобразования на основе каждого изображения было получено новое, на котором залимбовая часть изображения представлена в виде прямоугольной области, при этом одному из индексов изображения соответствует угол φ , отсчитанной от северного полюса, другому — высота h над поверхностью Солнца. Пример исходного изображения с обозначением системы полярных координат изображён на рисунке 2.5, пример преобразованного изображения — на рисунке 2.6а. Использование полярного угла φ в качестве координаты для описания положения протуберанцев и иных объектов на солнечном лимбе в некотором смысле эквивалентно заданию их гелиографической широты ϕ , однако в отличие от неё угол φ меняется линейно во всём диапазоне от 0 до 360° , что гораздо удобнее для численного представления данных и позволяет избежать неоднозначности при одновременном наблюдением западного и восточного

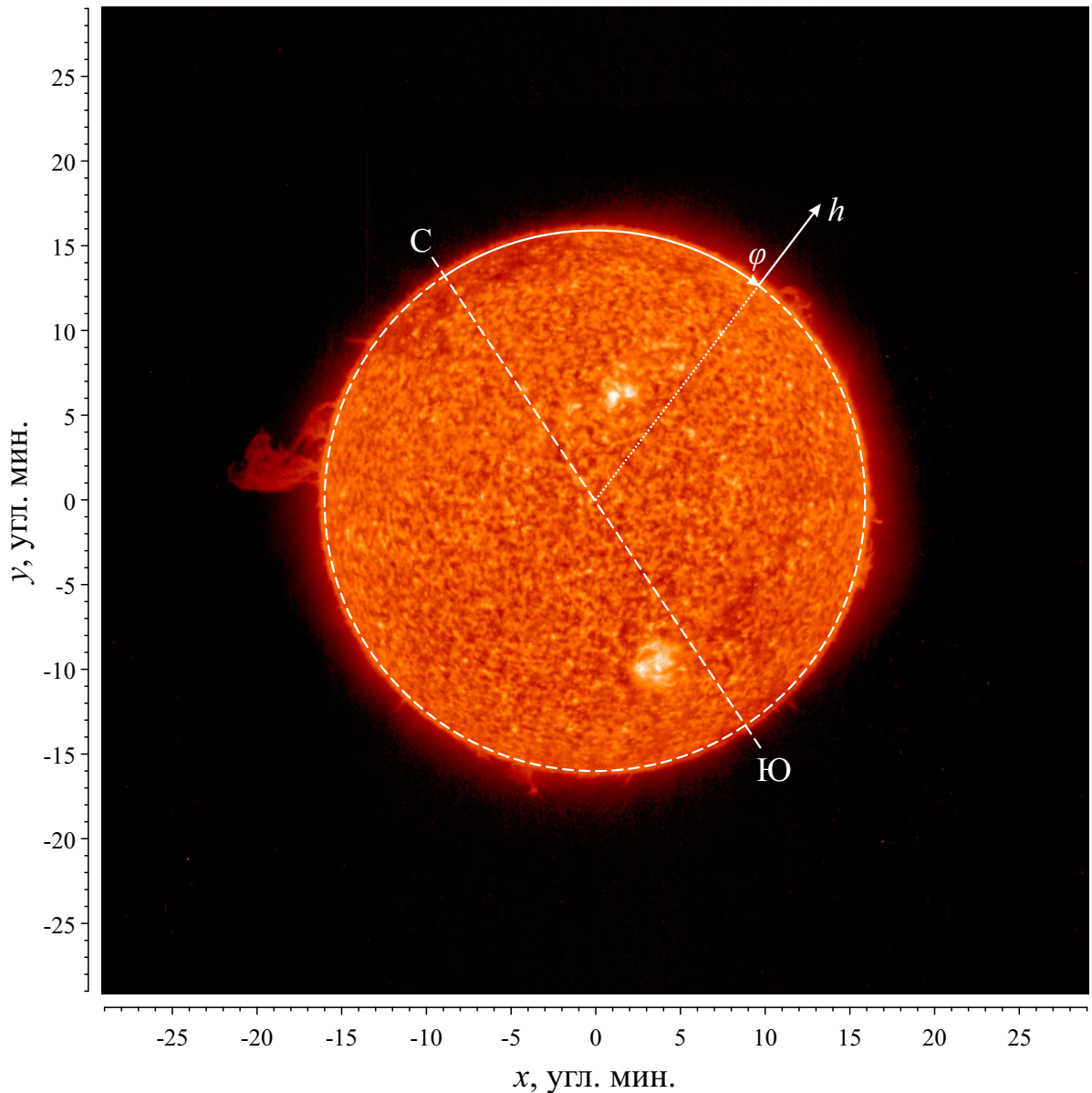


Рисунок 2.5 – Пример полнодискового изображения Солнца, полученного обсерваторией ТЕСИС в линии He II 304 Å 26 сентября 2009 г. Лимб Солнца в видимом диапазоне и ось его вращения показаны штриховыми линиями, северный и южный полюса Солнца обозначены буквами «С» и «Ю» соответственно. Стрелками обозначены полярные координаты h и φ . Интенсивность изображения приведена в логарифмическом масштабе. Результат диссертанта из работы [A1].

полушарий Солнца. В то же время при локальном описании структуры и динамики отдельных событий было использовано линейное расстояние вдоль лимба $l = R_{\odot}\varphi$, где R_{\odot} — радиус Солнца, выраженное в единицах длины

и соответствующее горизонтальной оси на преобразованных изображениях (рисунок 2.6). Значения h находились в диапазоне $[0, h_{\text{макс}}]$, где $h_{\text{макс}}$ соответствует наибольшему из расстояний от центра Солнца до углов снимка (таким образом, на преобразованное изображение корона отображается полностью; области преобразованного изображения, прообраз которых находится за пределами исходного снимка, заполнялись нулевыми значениями сигнала), и изменялось с шагом δh , равным пространственному разрешению исходных снимков δx . Шаг полярного угла $\delta\varphi$ может выбираться произвольно, однако имеет смысл брать его равным $\delta\varphi = \frac{\delta x}{R_{\odot}}$, чтобы искажения преобразования были минимальными вблизи поверхности Солнца (соответствующий линейный масштаб на лимбе $\delta l = \delta h = \delta x$).

Значение сигнала преобразованного массива данных $I_{\text{пр}}$ в точке с индексами $[r, \varphi]$ интерполируется по значениям сигнала исходного снимка $I_{\text{исх}}$ в окрестности точки (x, y) по формуле:

$$I_{\text{пр}}[h, \varphi] = \frac{\delta S_{\text{пр}}}{\delta S_{\text{исх}}} I_{\text{исх}}[x, y] \quad (2.1)$$

При этом индексы исходного изображения x и y связаны с индексами конечного массива данных r и φ соотношениями полярного преобразования координат

$$\begin{aligned} x &= x_0 + (R_{\odot} + h) \cos(\varphi - \varphi_0) \\ y &= y_0 + (R_{\odot} + h) \sin(\varphi - \varphi_0), \end{aligned} \quad (2.2)$$

где x_0 и y_0 — координаты центра диска Солнца, найденные в разделе 2.2.1, φ_0 — угол наклона оси Солнца на изображениях (на обрабатываемых снимках полюса Солнца ориентированы произвольно, поскольку система наведения спутника лишь обеспечивала направление оси телескопа на Солнце, вокруг которой спутник может свободно вращаться; угол поворота спутника вокруг этой оси определяется по видимому положению звёзд). Поскольку значение сигнала в некотором элементе массива соответствует не интенсивности в точке, а суммарному потоку излучения, приходящей из области, отвечающей

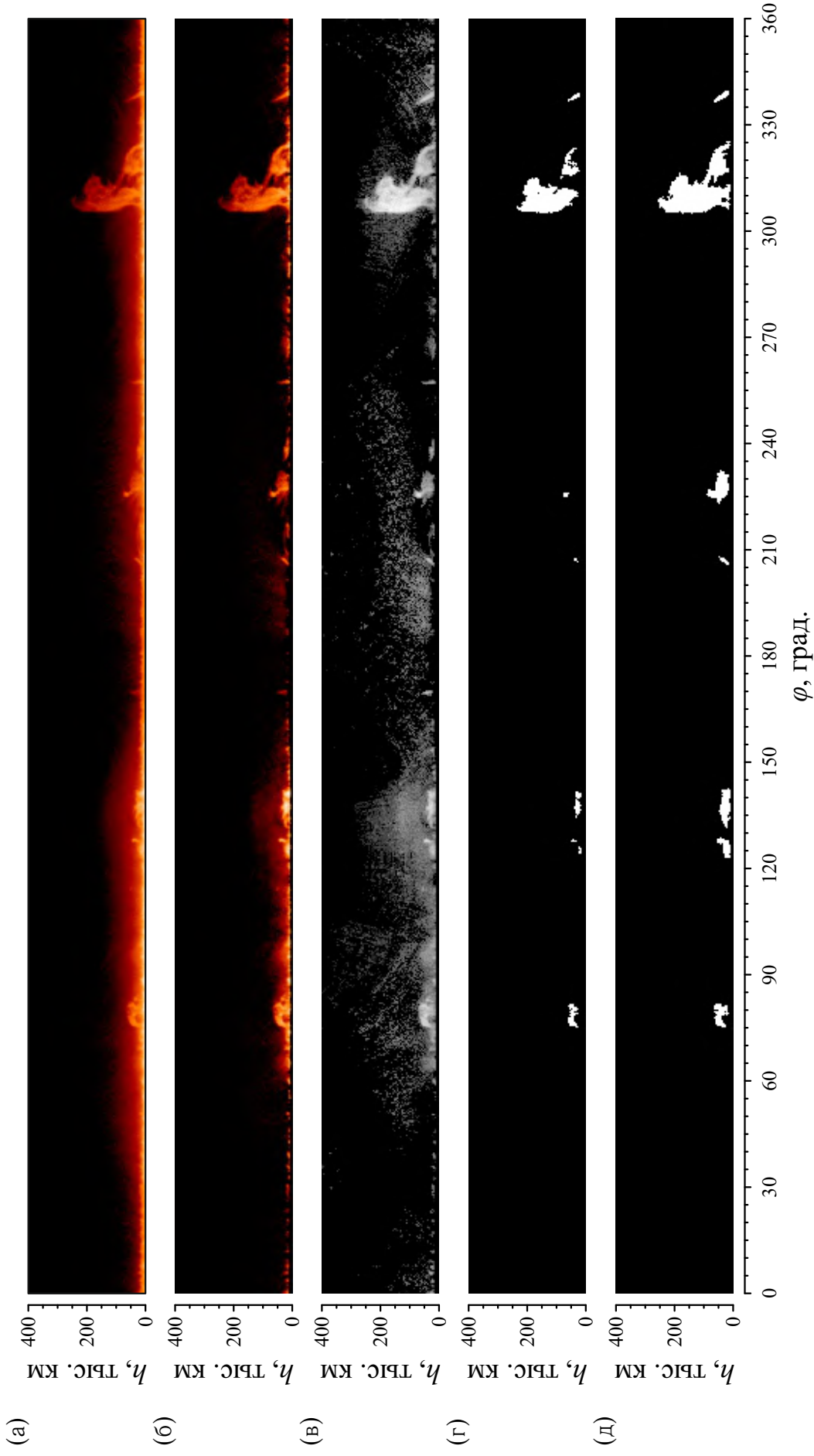


Рисунок 2.6 – Различные стадии обработки изображения, приведённого выше на рисунке 2.5: преобразованная заливочная область изображений (а), изображение после вычитания фона (б), нормированное изображение (в), ядра протуберанцев (г) и конечный результат детектирования (д). Интенсивность на частях рисунка (а)–(б) приведена в логарифмическом масштабе. Результат диссертанта из работы [A1].

пикселю изображения, в выражение (2.1) был введён коэффициент $\frac{\delta S_{\text{исх}}}{\delta S_{\text{кон}}}$ для учёта искажения площади при полярном преобразовании. При сохранении масштаба изображения вблизи лимба он равняется

$$\frac{\delta S_{\text{исх}}}{\delta S_{\text{пр}}} = \frac{\delta l \cdot \delta h}{(\delta x)^2} = \frac{\delta \varphi (R_{\odot} + h) \delta h}{(\delta x)^2} = \frac{R_{\odot} + h}{R_{\odot}}. \quad (2.3)$$

Процедура интерполяции осуществлялась с использованием метода кубической свёртки. Значительным преимуществом данного метода является его малая вычислительная сложность, сравнимая со сложностью метода билинейной интерполяции, и одновременно — высокая точность результата вычислений, близкая к точности метода бикубической интерполяции [348]. Для количественной оценки ошибок, вносимых процедурой интерполяции, были последовательно осуществлены прямое и обратное преобразования для небольшой части от всего имеющегося объёма изображений, и изучена разность результирующего и исходного изображений при различных значениях параметра a , определяющего ядро метода кубической свёртки. В результате было получено, что в то время как для большинства типов изображений рекомендуется значение параметра $a = -0.5$ [349], для использованных изображений Солнца оптимальное значение находится вблизи $a = -0.7$. Проведённое с использованием данного значения преобразование залимбовой области изображений имеет среднюю абсолютную ошибку интерполяции, равную 1.6 отсчётов ПЗС-матрицы, и среднюю относительную ошибку интерполяции, равную 1.9 %.

2.2.3. Модель фонового сигнала

На изображениях Солнца в спектральном канале 304 \AA протуберанцы (в особенности протуберанцы малого размера, расположенные вблизи самого

края солнечного диска) наблюдаются на сильном и неоднородном фоне (рисунки 2.5 и 2.6а) [350; 351]. Отчасти происхождение фонового сигнала можно отнести к тепловому шуму ПЗС матрицы, а также к рассеянию излучения на элементах конструкции телескопа, однако наиболее существенный вклад даёт собственное излучение невозмущённой короны Солнца [350; 351]. Анализ отдельных снимков показал, что интенсивность фонового излучения короны мало меняется с течением времени, однако имеет сложную и сильно неоднородную пространственную структуру: фоновый сигнал $B[h, \varphi]$ быстро убывает с ростом высоты h над поверхностью Солнца, а также зависит от гелиографической широты φ , имея существенные понижения интенсивности над областью корональных дыр, расположенных симметрично вблизи северного и южного полюсов Солнца. Благодаря тому, что данные наблюдений были получены в период продолжительного спада солнечной активности, глобальная конфигурация магнитного поля Солнца была близка к дипольной, вследствие чего корональные дыры, расположенные симметрично по отношению к оси вращения Солнца, практически не смещались в течение одного оборота Солнца, что существенно упрощает моделирование фонового сигнала. Примеры высотных профилей излучения в канале 304 \AA для спокойного Солнца, а также для протуберанца, показаны на рисунке 2.7: хорошо видно, что значения фонового сигнала вблизи края солнечного диска сравнимы с интенсивностью излучения вещества протуберанца. Соответственно, для корректного и единообразного детектирования протуберанцев на различных высотах требуется нахождение и учёт фонового сигнала на изображениях [216].

Для нахождения фонового сигнала в некоторой фиксированной точке короны исследовалось распределение величины зарегистрированного сигнала в этой точке на всём массиве изображений. Пример такого распределения для точки, находящейся вне корональной дыры на высоте 30 тыс. км от поверхности Солнца, показан на рисунке 2.8. Полученное распределение можно рассматривать как сумму двух независимых компонент. Первая компонен-

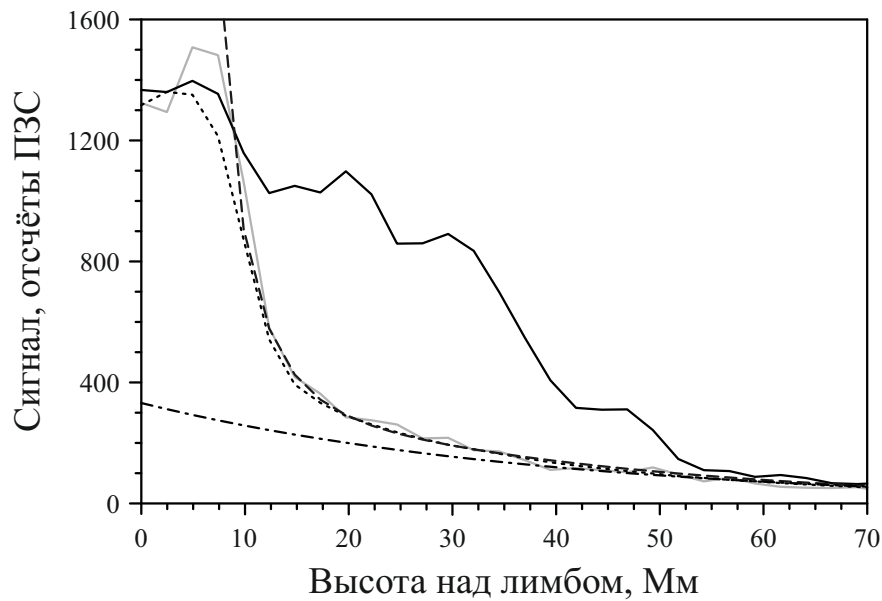


Рисунок 2.7 – Радиальный профиль залимбового излучения в областях спокойного Солнца (сплошная серая линия), характерный радиальный профиль излучения протуберанца (сплошная чёрная линия), усреднённые значения фонового сигнала (пунктирная линия), модельный профиль излучения фонового сигнала (штриховая линия) и его экспоненциальная часть (штрихпунктирная линия). Результат диссертанта из работы [A1].

та соответствует излучению невозмущённой короны имеет распределение, близкое к нормальному. Вторая компонента формируется за счёт активных явлений короны — как самих протуберанцев, так и активных областей, — которые могут наблюдаться в данной точке короны в течение ограниченных промежутков времени. Вследствие, как правило, повышенной интенсивности залимбового излучения подобных образований в канале 304 \AA , соответствующие им величины сигнала лежат в области больших значений по сравнению с сигналом от спокойной короны. Таким образом, при аппроксимации левой части, а также максимума полученного распределения сигнала функцией Гаусса, может быть найдено приближение для первой компоненты излучения, соответствующей излучению спокойной короны. Соответственно, значение фонового сигнала в рассматриваемой точке короны бралось как положение

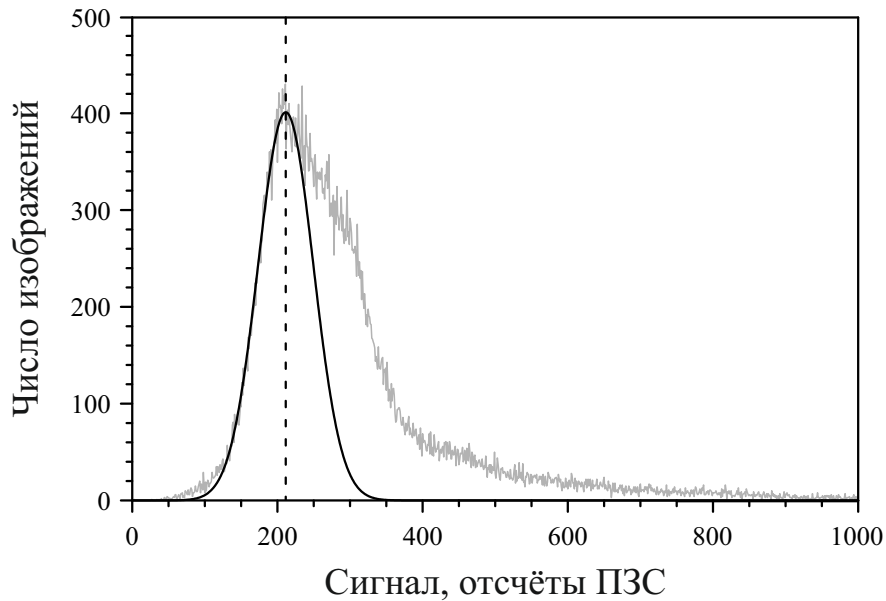


Рисунок 2.8 – Распределение интенсивности в фиксированной точке короны, полученное за всё время наблюдений (серая линия) и предполагаемый вклад спокойного Солнца, имеющий гауссов профиль (чёрная линия). Результат диссертанта из работы [A1].

максимума гауссианы.

Для устранения на полученной таким образом карте фонового сигнала $B[h, \varphi]$ шумов и иных мелкомасштабных неоднородностей была проведена его аппроксимация гладкой аналитической функцией. После изучения вертикальных профилей фонового сигнала $B[h]$ в логарифмическом и двойном логарифмическом масштабе было замечено, что они хорошо аппроксимируются функциями вида

$$\tilde{B}(h) = ae^{-bh+E(h)}, \quad (2.4)$$

где h — высота над поверхностью Солнца. При этом коэффициенты a и b , а также член $E(h)$ различны для отдельных участков короны и являются функциями гелиографической широты ϕ , или полярного угла φ . Член $E(h)$, быстро убывающий с ростом высоты h , был введён для учёта резкого спада сигнала вблизи диска Солнца, являющегося, по всей видимости, следствием наличия излучения от ярких объектов хромосфере и переходном слое Солнца

(в первую очередь спикул, внешняя оболочка которых наблюдается в ВУФ диапазоне), и имеет вид

$$E(h) = ce^{-dh} \quad (2.5)$$

Здесь, коэффициенты c и d также являются функциями полярного угла φ . Полученные профили фонового сигнала на высотах свыше ~ 5 тыс. км также хорошо аппроксимируются функцией вида

$$\tilde{B}(h, \varphi) = a(\varphi)e^{-b(\varphi)h} + c(\varphi)e^{-d(\varphi)h}, \quad (2.6)$$

состоящей из суммы двух экспоненциальных компонент схожего вида. С физической точки зрения такая модель фонового сигнала может быть интерпретирована как сумма профилей залимбового излучения корональной плазмы в линиях He II 304 Å (излучение в которой более интенсивно, но быстрее спадает с высотой вследствие быстрого роста температуры и сопутствующей полной ионизации гелия) и Si XI 303 Å. На практике, однако, обе модели фонового сигнала являются взаимозаменяемыми.

После аппроксимации всех вертикальных профилей фонового изображения функцией (2.4), были получены широтные профили для коэффициентов $a(\varphi)$, $b(\varphi)$, $c(\varphi)$ и $d(\varphi)$, которые, в свою очередь, хорошо аппроксимируются обобщёнными логистическими функциями вида

$$a(\varphi) = a_1 + \frac{a_2 - a_1}{e^{(\phi_0 - |\phi|)/\delta\phi} + 1}, \quad (2.7)$$

определяемыми заданием четырёх коэффициентов a_1 , a_2 , ϕ_0 и $\delta\phi$. Таким образом, $a(\varphi)$ равняется нижнему значению a_1 вблизи экватора и на средних широтах, и плавно переходит к верхнему значению a_2 вблизи полюсов. Переход от значения a_1 к значению a_2 осуществляется вблизи определённой широты $\pm\phi_0$ и имеет характерную ширину, определяющуюся константой $\delta\phi$. При этом положение и форма перехода оказались близкими для всех функций $a(\varphi)$, $b(\varphi)$, $c(\varphi)$ и $d(\varphi)$, вследствие чего определяющие их параметры ϕ_0 и

$\delta\phi$ были приняты равными для всех четырёх коэффициентов аппроксимации вертикального профиля фонового сигнала.

Полученная аналитическая модель фонового сигнала хорошо учитывает особенности фонового сигнала на снимках Солнца в линии He II 304 Å: в то время как радиальные профили излучения $B(h)$ близки к экспоненциальным на значительном удалении от лимба Солнца, интенсивность излучения начинает резко возрастать на высотах ниже ~ 30 тыс. км (рисунок 2.7). Следует отметить, что значение фонового сигнала в данной модели стремится к бесконечности при приближении к видимому лимбу Солнца. Для более корректной аппроксимации радиальных профилей фонового излучения в области малых высот экспоненциальный добавочный член $E(h)$ в выражении (2.4) можно заменить на гауссиану

$$G(h) = ge^{-\frac{(h-h_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (2.8)$$

где g , h_0 и σ — также коэффициенты аппроксимации, в общем случае зависящие от полярного угла φ . Однако для целей данного исследования в подобных уточнениях модели фонового сигнала нет необходимости, поскольку на высотах менее ~ 15 тыс. км протуберанцы не видны на фоне сильного ВУФ излучения горячей оболочки хромосферных спикул. Напротив, завышенное значение модельного фонового сигнала на высотах ниже ~ 10 тыс. км позволяет подавить сигнал от ярких структур вблизи края солнечного диска и препятствует их детектированию как протуберанцев.

2.2.4. Нормирование изображений

Существует два принципиально различных подхода к устранению фонового сигнала на изображениях. Первый заключается в его непосредственном

вычитании, например, согласно выражению

$$I_{\text{разн}} = \max\{I_{\text{пр}} - \tilde{B}, 0\}, \quad (2.9)$$

где $I_{\text{пр}}$ — исходное (преобразованное в полярные координаты) изображение, \tilde{B} — найденная выше модель фонового сигнала и $I_{\text{разн}}$ — результирующее изображение. Пример полученного таким образом разностного изображения приведён на рисунке 2.6б. Данный способ является наиболее простым и даёт прямое распределение интенсивностей протуберанцев.

Однако в задаче детектирования протуберанцев более оправданным оказывается использование отношения этих величин, рассчитанного по формуле

$$I_{\text{норм}} = \frac{I_{\text{пр}} + \delta}{\tilde{B} + \delta} = 1 + \frac{I_{\text{пр}} - \tilde{B}}{\tilde{B} + \delta}, \quad (2.10)$$

где $I_{\text{норм}}$ — изображение после нормирования интенсивности [352]. Здесь вводится малый параметр δ чтобы, во-первых, избежать неопределённости при нулевых значениях сигнала I , и во-вторых, подавить шумы изображения I на больших высотах, где значение B близко к нулю. Значение δ выбирается из следующих соображений: оно должно быть существенно больше шумов на больших высотах и, в то же время, существенно меньше характерных значений полезного сигнала. Для рассмотренных в работе данных наблюдений уровень шумов находился в пределах 0–5 отсчётов ПЗС, в то время как характерные средние значения полезного сигнала были порядка 100 и более отсчётов ПЗС, вследствие чего было выбрано значение параметра $\delta = 25$. Пример нормированного изображения показан на рисунке 2.6в.

Такой метод учёта фонового сигнала имеет важное преимущество: наиболее интересные для исследования объекты — эруптивные протуберанцы, поднимающиеся на значительные расстояния над поверхностью Солнца — как правило, имеют значительно меньшую яркость на больших высотах, чем протуберанцы, наблюдающиеся вблизи края солнечного диска. При этом даже малым значениям исходного сигнала $I_{\text{пр}}$ соответствуют достаточно большие

значения нормированного сигнала $I_{\text{норм}}$, что обеспечивает высокий динамический диапазон алгоритма детектирования, в то время как при использовании разностных изображений, нижняя, более яркая часть протуберанца, доминирует над его верхней частью (рисунок 2.6б,в).

2.3. Автоматическое детектирование протуберанцев

2.3.1. Детектирование на отдельных изображениях

Существует несколько подходов к автоматическому нахождению протуберанцев на полученных изображениях. Наиболее простым способом является выделение всех точек, значение сигнала (в данном случае — нормированного сигнала $I_{\text{норм}}$) в которых больше некоторого фиксированного порога отсечения. При этом, однако, существенное затруднение представляет тот факт, что протуберанцы не являются единственными яркими структурами, наблюдаемыми за лимбом в канале 304 \AA . Высокие температуры плазмы вблизи активных областей Солнца способствуют достаточной степени ионизации атомов кремния и возбуждению перехода в линии $\text{Si XI } 303 \text{ \AA}$, что приводит к значительному увеличению интенсивности испускаемого короной излучения вблизи длины волны 304 \AA , центральной для рассматриваемого спектрального канала. Соответственно, в задаче детектирования возникает проблема автоматического разделения двух классов явлений: собственно протуберанцев и активных областей.

Авторами ряда предшествующих работ было предложено несколько решений для данной проблемы. Так, в работе [215] предлагается использовать метод гистограммной сегментации для подбора оптимального порога отсечения на каждом отдельно рассматриваемом изображении и последующего выделения областей изображения, значение сигнала в которых превышает

установленный порог, вследствие чего они могут потенциально являться протуберанцами. Отсев активных областей происходит с использованием наблюдений в канале 195 \AA , в котором доминирует излучение иона Fe XII, формирующееся при температуре вблизи $1.6 \times 10^6 \text{ K}$. Соответственно, в данном спектральном канале относительно холодная плазма протуберанцев практически не излучает, в то время как присутствует сильное излучение горячей плазмы активных областей. Однако необходимость одновременного наблюдения протуберанцев в нескольких спектральных диапазонах накладывает существенные ограничения на пригодность для детектирования протуберанцев имеющихся массивов данных. По этой причине, одной из основных целей настоящей главы была разработка алгоритма, способного детектировать протуберанцы только исходя из изображений солнечной короны в канале 304 \AA .

В другой работе, также посвящённой автоматическому детектированию протуберанцев, сначала выделялись яркие области изображения по фиксированному порогу отсечения, после чего находился морфологический скелет полученной области, на основании которого осуществлялась классификация этих областей по их геометрической форме с помощью методов регрессионного анализа. Это позволяло отличить корректно выделенные протуберанцы от ошибок детектирования, а также от других активных явлений короны, в первую очередь — активных областей; при этом авторами работы полагалось, что все протуберанцы имеют вытянутую форму, в то время как активные области — округлую [217]. Основным недостатком такого метода является то, что протуберанцы могут наблюдаться на различном фоне, и, при использовании единого фиксированного порога отсечения одновременно для всех событий и на полном массиве изображений, размер детектированной области может сильно отличаться от действительного размера протуберанца; к тому же, протуберанец может не наблюдаться в виде продолговатой структуры за счёт действия проекционного эффекта. В результате, помимо некорректного определения параметров протуберанца, неверное определение

его формы, используемой для классификации событий, может приводить к появлению как ложно-положительных, так и ложно-отрицательных ошибок детектирования.

Существенно иной подход был применён в работе [216]: из исходного изображения через фиксированные интервалы полярного угла φ извлекается набор радиальных профилей излучения короны, аналогичных изображённым на рисунке 2.7, после чего проводилась классификация моментов полученных распределений интенсивности с использованием методов регрессионного анализа, что позволяло отличить радиальные профили сигнала, отвечающие присутствию протуберанца на взятой широте, от профилей, соответствующих спокойной короне или активной области. В дальнейшем, форма протуберанца восстанавливается с использованием методов математической морфологии, при этом также применялся фиксированный порог отсечения по интенсивности.

В рамках данной работы был разработан альтернативный подход, основанный на наличии у протуберанцев в канале 304 \AA резко очерченного края (рисунок 2.9а), возникающего из-за большой оптической толщины вещества протуберанцев в линии He II 304 \AA , вследствие чего их излучение формируется в тонком переходном слое между холодным веществом протуберанца и горячей короной. Напротив, разогретая плазма активных областей, излучающая преимущественно в линии Si XI 303 \AA , прозрачна для излучения; в результате, при наблюдении в канале 304 \AA для активных областей свойственно плавное уменьшение яркости по мере удаления от ядра области за счёт постепенного убывания плотности и температуры, из-за чего распределение интенсивностей на снимке имеет диффузный характер (рисунок 2.9б). Основным требованием к разрабатываемому алгоритму при этом была высокая достоверность нахождения границ протуберанцев на изображениях, определение точного положения которых крайне важно в задаче оценки масс и энергий протуберанцев, являющейся одной из основных для настоящей работы. Помимо этого, был реализован подход, заключающийся

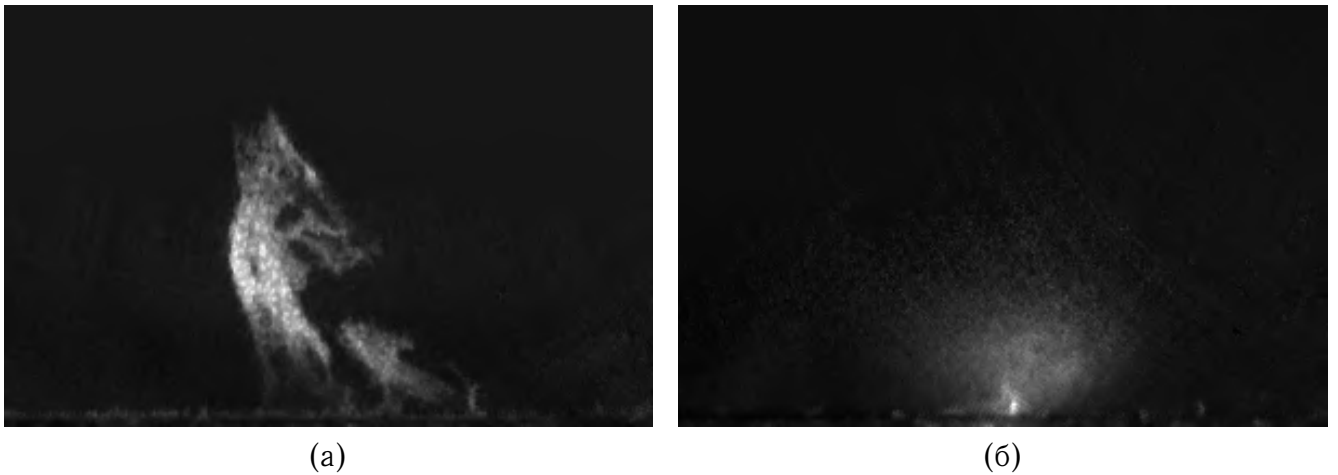


Рисунок 2.9 – Нормированные изображения протуберанца (а) и активной области (б). Рисунок приведён в иллюстративных целях, на защиту не выносятся.

в динамическом определении оптимального порога отсечения для каждого отдельного протуберанца на снимке, в результате чего созданный алгоритм детектирования мог осуществлять работу в широких границах динамического диапазона и был менее чувствителен к вариациям входных данных, таких как широтная зависимость фонового сигнала и т. п.

На первом шаге детектирования выделяются возможные ядра протуберанцев как участки изображения, в которых нормированная интенсивность $I_{\text{норм}}$ превышает некий фиксированный порог $T_{\text{ядр}}$, принятый в настоящей работе равным 3.0; при дальнейшей работе алгоритма каждое выделенное таким образом ядро рассматривается отдельно. Затем, с помощью процедуры морфологического расширения определяется связная с ядром область, интенсивность сигнала в которой превышает переменный порог T_i . Этот порог последовательно проходит значения от $T_{\text{макс}} = 7.0$ до $T_{\text{мин}} = 1.1$ с шагом $\delta T = -0.02$; при этом, когда $T_{\text{макс}}$ превышает $T_{\text{ядр}}$, рассматривается только внутренняя часть выделенного ранее ядра протуберанца. На каждой итерации измеряется площадь выделения S_i (представленная здесь в виде $\ln(S_i)$) как функция переменного порога T_i ; при этом, поскольку на каждом шаге проис-

ходит только приращение области, зависимость $\ln(S_i [T_i])$ является монотонно невозрастающей. Характерный вид данной зависимости для протуберанца и для активной области представлен соответственно на рисунках 2.10 и 2.11.

Форма полученной кривой имеет следующий геометрический смысл. На начальном этапе процедуры наращивания области, т. е. при больших значениях порога отсечения T_i , выделяется только центральная, наиболее яркая часть протуберанца (рисунок 2.12а). При уменьшении порога T_i , вследствие относительно небольшой вариации интенсивности излучения по видимой поверхности протуберанца, площадь области выделения $\ln(S_i)$ начинает быстро расти по мере того, как охватывает основную часть тела протуберанца (рисунки 2.12а-д). В последствии, когда область выделения достигает границ протуберанца, происходит замедление роста выделенной площади (рисунки 2.12д-з). На графике функции $\ln(S_i [T_i])$, изображённом на рисунке 2.10, данному этапу соответствует пологий участок кривой. Наконец, когда переменный порог отсечения T_i достигает некоторого предельного значения, начинают выделяться области спокойной короны, прилежащие к протуберанцу, что приводит к резкому увеличению площади выделенной области (рисунки 2.12з-м). Значение T_i , непосредственно предшествовавшее этому росту и определяемое алгоритмом по скачку производной функции $\ln(S_i [T_i])$, принимается за оптимальное значение порога интенсивности для данного протуберанца $T_{\text{опт}}$. Соответственно область, выделенная с использованием данного порога отсечения, регистрируется как протуберанец. Для зависимости $\ln(S_i [T_i])$, изображённой на рисунке 2.10, найденное значение $T_{\text{опт}}$ отмечено штриховой линией.

Основное преимущество такого подхода заключается в большой ширине динамического диапазона, в котором осуществляется детектирование, проиллюстрированное на рисунке 2.13 на примере крупного эруптивного события: границы протуберанца корректно определяются алгоритмом как на ранней стадии его развития, когда протуберанец находится близко к лимбу и является

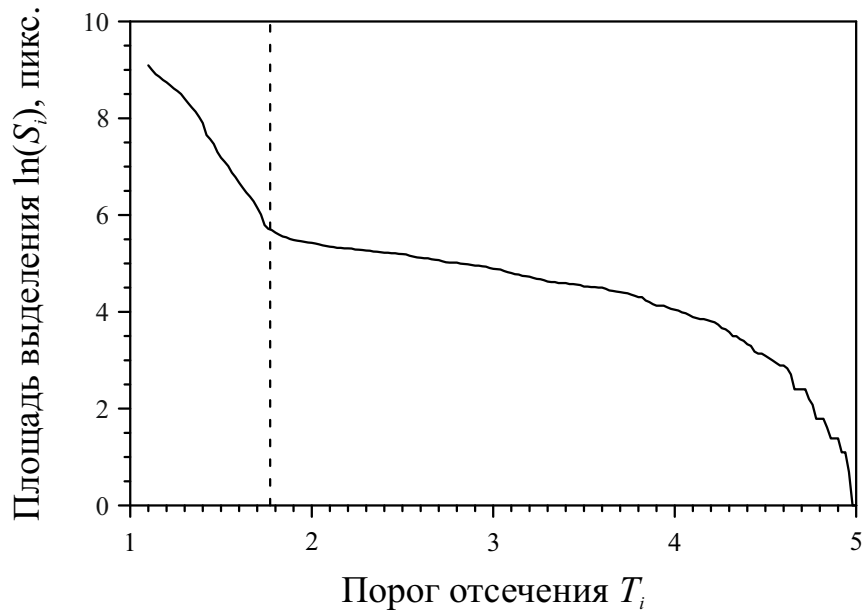


Рисунок 2.10 – Рост площади выделения $\ln(S_i)$ с уменьшением порога отсека T_i для протуберанца. Штриховой линией отмечен найденный алгоритмом оптимальный порог отсека. Результат диссертанта из работы [A1].

компактным и ярким образованием, так и на поздних стадиях его эрупции, когда поток излучения значительно снижается за счёт уменьшения плотности во внешнем слое протуберанца при его расширении.

Другое важное преимущество метода заключается в том, что он естественным образом позволяет избежать ложного детектирования активных областей как протуберанцев. Поскольку активные области не имеют резких краёв, зависимость $\ln(S_i [T_i])$, характерный вид которой показан на рисунке 2.11, имеет для них существенно иной вид, поскольку на её графике значительно менее выражен пологий участок и отсутствует излом кривой при достижении порогом отсека характерного уровня фонового сигнала. Соответственно, оптимальный порог отсека для такой области не определяется, и как протуберанец она не регистрируется. Таким образом, отпадает необходимость проводить дополнительную классификацию зарегистрированных событий, как это делается, например, в работе [217].

Можно также отметить, что описанный выше метод нахождения границ

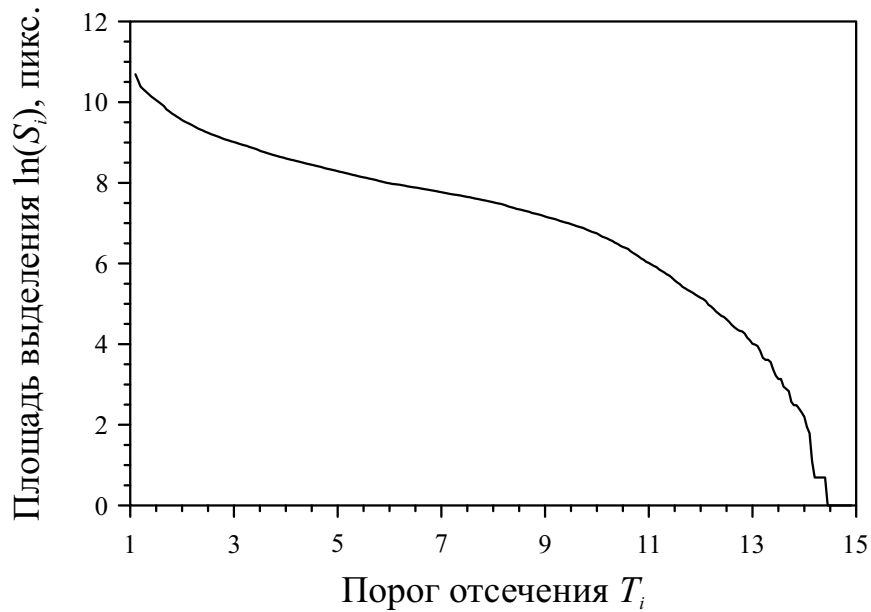


Рисунок 2.11 – Рост площади выделения $\ln(S_i)$ с уменьшением порога отсечения T_i для активной области. Результат диссертанта из работы [A1].

протуберанца отчасти родственен методу гистограммной сегментации, использованному в работе [215], с тем, однако, отличием, что применяется не ко всему изображению, а к каждому протуберанцу в отдельности: действительно, при наличии только одного яркого ядра на изображении производная функции $\ln(S_i[T_i])$ и есть гистограмма интенсивностей, на которой пологому участку графика зависимости $\ln(S_i[T_i])$ соответствует локальный минимум, разделяющий расположенный вблизи нулевых значений резкий пик, отвечающий распределению интенсивностей фонового сигнала, и более широкий максимум, представляющий гистограмму интенсивности излучения самого протуберанца.

В качестве недостатка данного алгоритма следует отметить использование фиксированных порогов отсечения для ядер протуберанца $T_{\text{ядр}}$, а также для граничных значений переменного порога $T_{\text{макс}}$ и $T_{\text{мин}}$, значения которых подбирались вручную и были одинаковы для всех протуберанцев. Однако единственное требование, предъявляемое к выбору значения порога $T_{\text{ядр}}$ состоит в том, что оно должно соответствовать стадии наиболее медленного роста функции $\ln(S_i[T_i])$, так что выбранное значение 3.0 удовлетворяет данному

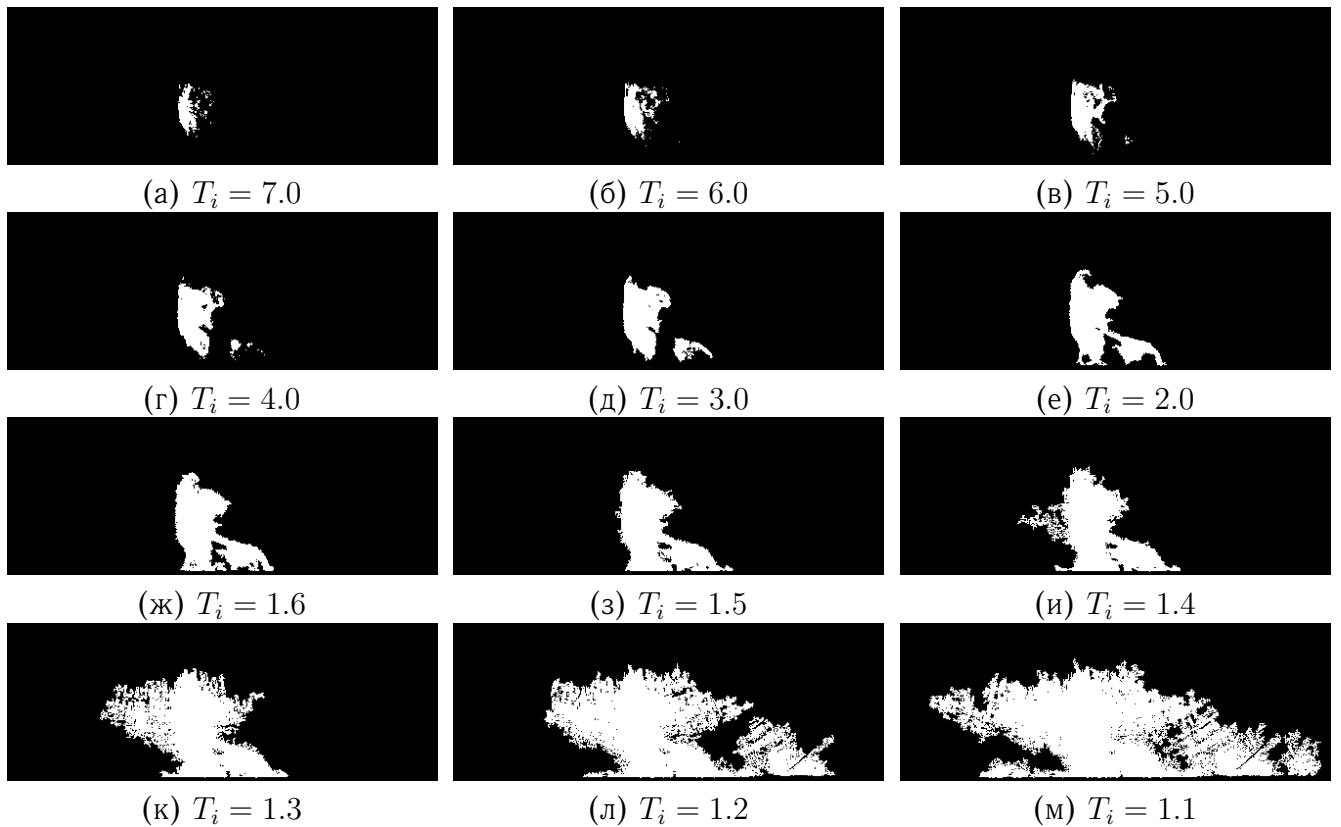


Рисунок 2.12 – Вид области выделения при различных значениях порога отсечения T_i . Результат диссертанта из работы [А1].

условию для подавляющего большинства протуберанцев. Значение T_{\min} было выбрано вблизи предельного значения 1.0 при котором значение сигнала сравнивается с фоновым. Таким образом, при $T_{\min} = 1.1$ выделяется значительная часть снимка, и дальнейшее уменьшение порога является нецелесообразным. С другой стороны, выбор значения T_{\max} ограничивается лишь следующими соображениями: оно должно превышать $T_{\text{ядр}}$ и обеспечивать достаточную широту рассматриваемого диапазона значений T_i для достоверной идентификации на графике зависимости $\ln(S_i[T_i])$ пологого участка и последующего резкого скачка.

Также следует отметить, что производительность алгоритма в первую очередь ограничивалась процедурой наращивания выбранной области, требующей наибольших затрат вычислительной мощности. Однако, особенность использованной процедуры состоит в том, что каждая последующая итерация

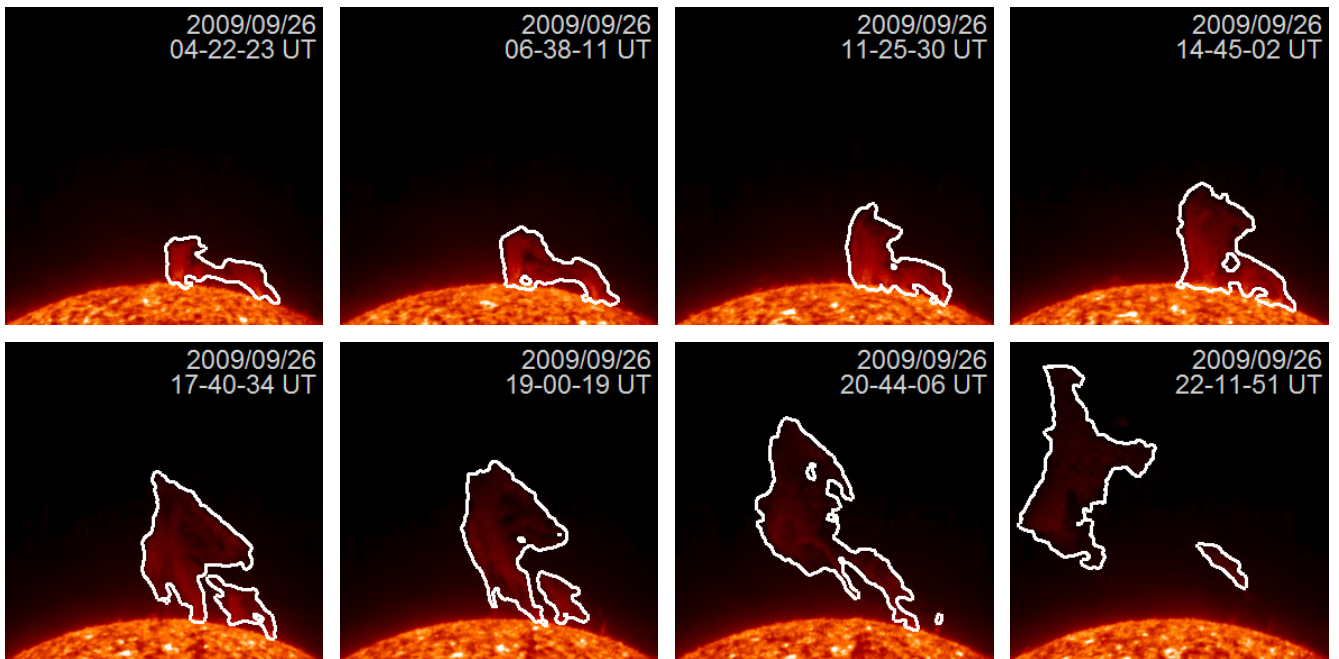


Рисунок 2.13 – Результат автоматического детектирования протуберанцев на примере крупного эруптивного события, наблюдавшегося над северо-восточной частью лимба 26 сентября 2009 г., демонстрирующий широкий динамический диапазон работы алгоритма. Детектированная область протуберанца обведена белым контуром; интенсивность изображений приведена в логарифмическом масштабе. Результат диссертанта из работы [A1].

не требует построения всей области начиная с первоначально выделенного ядра протуберанца, а основывается на результате, полученном на предыдущем шаге процедуры. По этой причине проводимое многократное наращивание области в целом эквивалентно одной полной процедуре наращивания исходного ядра протуберанца, ограниченной конечным порогом отсечения $T_{\text{мин}}$. Помимо этого, расчёт значений функции $\ln(S_i[T_i])$ в области $T_i > T_{\text{макс}}$, приведённый здесь для полноты изложения, на практике не проводился, поскольку данная область значений не несёт существенной информации, необходимой для детектирования протуберанцев по описанному алгоритму. В результате, при использовании неспециализированных вычислительных средств время обработки одного изображения составляло 2–3 с в зависимости от количества обнаруженных на снимке потенциальных ядер протуберанцев.

На конечном этапе обработки отдельного изображения для каждого из детектированных на нём протуберанцев определялся диапазон занимаемых им гелиографических широт, расстояние до его наивысшей точки от лимба солнечного диска, вычислялась его видимая площадь (т. е. площадь проекции протуберанца на картинную плоскость изображения), суммарная яркость и положение центра светимости. Затем, с использованием ряда оценочных моделей, описанных ниже в разделе 2.3.2, находились приближённые значения полных объёма, массы и гравитационной энергии протуберанца. Помимо этого, отдельно регистрируются эруптивные протуберанцы, которые в момент эрупции полностью отделяются от диска Солнца. При этом использовался следующий критерий: выделенная область должна была полностью находиться существенно выше определённой нижней границы чувствительности алгоритма детектирования по высоте, определявшейся в первую очередь формой радиальных профилей фонового сигнала. Поскольку протуберанцы детектируются начиная с высот 10–15 тыс. км, в качестве пороговой высоты при определении эруптированных частей протуберанцев было использовано удвоенное значение, равное 30 тыс. км над поверхностью Солнца.

2.3.2. Оценка массы и гравитационной энергии

По сравнению с определением пространственных характеристик протуберанцев, значительно более сложную задачу представляет оценка массы, и, соответственно, гравитационной энергии протуберанца, при том что расчёт этих характеристик для каждого зарегистрированного протуберанца также должен осуществляться в автоматическом режиме. Один из наиболее точных способов оценки, основанный на измерении поглощения фонового излучения в линии Fe XII 195 Å (или иных линий, характерных для спектра испускания

короны), в которой вещество протуберанцев является оптически тонким, был предложен в работе [353; 354]. Однако, как отмечают сами авторы, он может быть применён только для небольшой части протуберанцев, наблюдаемых в условиях практически полностью однородного фонового излучения короны. Тем не менее, в рамках настоящей работы была предпринята попытка осуществить предложенный метод, основываясь на данных канала 171 \AA телескопа FET, не давшая, однако, удовлетворительного результата для всего массива зарегистрированных событий, во многом вследствие слабого поглощения данного излучения протуберанцами малого размера, находившегося на уровне шумов изображения, а также из-за отсутствия единообразия в использованных данных наблюдений.

Другой интересный метод нахождения массы протуберанца с использованием наблюдений одновременно в нескольких линиях ВУФ диапазона был предложен и реализован в работах [355; 356]. Вследствие того, что поглощение излучения в этих линиях веществом протуберанца обусловлено в первую очередь механизмом фотоионизации, сечение которого зависит от длины волны, а также имеет резкую границу для каждого типа поглощающих частиц, соответствующие коэффициенты поглощения имеют известные различия. Использование ряда допущений о характере распространения излучения в теле протуберанца позволяет восстановить на основании этих данных суммарную массу вещества протуберанца по лучу зрения. Необходимым условием, помимо наличия одновременных наблюдений сразу в большом количестве спектральных диапазонов, является, однако, то, что вещество протуберанцев должно слабо излучать в линии He II 304 \AA , что достигается, как правило, при наблюдении волокон на диске Солнца или быстро движущихся протуберанцев за лимбом. Таким образом, применить данный подход к поставленной здесь задаче не представляется возможным.

Наконец, существует метод оценки массы протуберанцев, предложенный в работе [357], который подразумевает нахождение массы протуберанца

исходя из силы магнитного поля, необходимого для его удержания в короне. Однако современными средствами наблюдение фотосферных магнитных полей вблизи края солнечного диска не может быть осуществлено с точностью, достаточной для экстраполяции магнитного поля в залимбовую область короны, в результате чего данный метод может быть применён исключительно при исследовании волокон, наблюдаемых на диске Солнца.

Таким образом, вследствие ограниченности наблюдательных данных, для исследования масс и энергий зарегистрированных протуберанцев пришлось ограничиться сравнительно грубыми моделями их внутренней структуры и интенсивности испускаемого ими излучения, позволившими лишь приближённо оценить массы и энергии протуберанцев с точностью до порядка исходя только из наблюдений в канале 304 \AA . Использованию более точных моделей испускания и переноса излучения в протуберанцах препятствует также отсутствие абсолютной фотометрической калибровки данных наблюдений ТЕСИС. Тем не менее, хотя подобные оценки были бы неуместны при детальном исследовании отдельных событий, они могут оказаться крайне полезными при исследовании большого числа событий, поскольку являются простыми в применении и хорошо поддаются автоматизации. В таком случае, использование даже грубых методов оценки позволяет получить интересные научные результаты при исследовании всего ансамбля протуберанцев, поскольку низкая точность измерений в данном случае компенсируется широким охватом и высокой статистической значимостью полученных результатов.

Как было отмечено выше, вещество протуберанцев является оптически плотным в линии He II 304 \AA . Это означает, что наблюдаемое излучение исходит преимущественно из тонкого приповерхностного слоя глубиной Δl . В этом же слое происходит практически полное поглощение ионами гелия излучения, испускаемого нижележащими слоями протуберанца, вследствие чего его толщину можно оценить исходя из закона Бугера — Ламберта —

Бера как

$$\Delta l \sim \frac{1}{\varepsilon} \sim \frac{1}{n_{\text{He II}}}, \quad (2.11)$$

где ε — показатель поглощения вещества протуберанца вдоль луча зрения, и $n_{\text{He II}}$ — концентрация однократно ионизованных атомов гелия. В предположении, что рассматриваемый внешний слой является однородным и имеет некоторую постоянную температуру T_0 вдоль луча зрения, интенсивность излучения I , исходящего из некоторого участка приповерхностного слоя протуберанца, можно представить как

$$I \simeq G(T_0)EM(T_0) \simeq G(T_0)n_{\text{He II}}n_e\Delta l \sim n_e, \quad (2.12)$$

где n_e — средняя концентрация электронов в данной области протуберанца, G — функция температурного отклика линии He II 304 Å (рисунок 2.3), и $EM = \int n_{\text{He II}}n_e dl \simeq n_{\text{He II}}n_e\Delta l$ — полная мера эмиссии.

Стоит заметить, что выражение (2.12) соответствует корональному приближению для случая горячей разреженной плазмы, при котором возбуждение ионов гелия происходит в основном при их столкновениях с электронами, а снятие возбуждения — преимущественно за счёт спонтанных излучательных переходов; интенсивность излучения при этом прямо пропорциональна концентрациям каждого сорта взаимодействующих частиц. Результаты численного моделирования, проведённого в работе [358] с использованием гораздо более подробной и приближённой к действительности модели испускания и распространения излучения в протуберанце, которая включала в себя, помимо прочего, резонансное рассеяние подающего от Солнца излучения, указывают на наличие более сложной зависимости. Однако, с учётом характерных для протуберанцев температуры и плотности плазмы, полученная в этой работе модель излучения может быть аппроксимирована линейной зависимостью, соответствующей уравнению (2.12).

Предыдущие исследования протуберанцев показали, что степень ионизации их вещества находится в пределах 0.5–0.8 [359; 360] и что обилие гелия

составляет около 0.1, при том, что концентрации более тяжёлых элементов — металлов и их ионов — являются пренебрежимо малыми [361]. Соответственно, для внешнего, переходного слоя между телом протуберанца и короной, из которого происходит регистрируемое излучение иона гелия, можно принять, что степень ионизации водорода близка к единице, при этом большую часть массы его вещества составляют атомы водорода. При этом, вследствие общей нейтральности плазмы, значение концентрации протонов n_p можно считать близкой к концентрации электронов, найденной в соответствии с уравнением (2.12). Таким образом, с достаточной для оценочной модели точностью, можно найти плотность вещества во внешнем слое протуберанца в виде

$$\rho_{\text{вн}} \simeq n_p m_p \simeq n_e m_p. \quad (2.13)$$

Вследствие того, что внутренние области протуберанца не доступны для прямого наблюдения в линии He II 304 Å, количество вещества во всём его объёме можно оценить лишь приближённо исходя из предположения, что внутренняя структура протуберанцев обладает некоторым подобием, вследствие чего средняя по лучу зрения плотность вещества протуберанца $\langle \rho \rangle$ близка или, по крайней мере, пропорциональна найденной выше поверхностной плотности вещества $\rho_{\text{вн}}$ в соответствующей точке видимой поверхности протуберанца. С учётом того, что данные наблюдений ТЕСИС не имеют абсолютной калибровки, что, помимо прочего, не позволяет определить коэффициент пропорциональности в уравнении (2.12), для расчёта средней плотности $\langle \rho \rangle$ был использован нормировочный множитель K , выбранный таким образом, чтобы среднее значение электронной плотности всех обнаруженных спокойных протуберанцев равнялось характерному значению $2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, найденному с помощью спектроскопических наблюдений отдельных протуберанцев в работах [35; 36; 43; 45–59; 81]. Таким образом, исходя из полученных данных наблюдений плотность вещества протуберанца находилась приближённо как

$$\langle \rho \rangle = K I m_p. \quad (2.14)$$

Для нахождения толщины протуберанца D в каждой точке его видимой поверхности, была приближённо восстановлена форма протуберанца исходя из предположения, что он имеет поперечные сечения округлой формы. Соответственно принималось, что максимальная толщина протуберанца $D_{\text{макс}}$ достигается в точке, наиболее удалённой от его видимой границы, и равняется наименьшему расстоянию от этой точки до края протуберанца, умноженному на 2 (поскольку протуберанец является выпуклым не только в сторону наблюдателя, но и от него). Толщина протуберанца в остальных точках его видимой поверхности вычислялась по формуле

$$D = 2 \sqrt{D_{\text{макс}}^2 - (D_{\text{макс}} - R)^2}, \quad (2.15)$$

где R — минимальное расстояние от данной точки до края протуберанца. В результате форма протуберанца приближается некоторой округлой фигурой, которая при наличии осевой симметрии его видимой проекции является телом вращения.

Описанный выше метод был также использован для нахождения полного объёма протуберанца V . В простейшем случае, его можно оценить как $V \simeq S^{3/2}$, где S — площадь проекции протуберанца на плоскость изображения. Однако, несмотря на то, что применение такого метода может быть оправдано для тел, обладающих сферической симметрией, он может дать значительную систематическую погрешность для протуберанцев, наблюдаемых в виде вытянутых вдоль лимба структур. Напротив, нахождение объёма протуберанцев в виде суммы по всей видимой поверхности протуберанца ($V = \sum_S D \delta S$, где δS — площадь элементарной площадки видимой поверхности протуберанца) позволяет в значительно лучшей степени учесть продолговатую форму протуберанцев. Это подтверждается тем, что по результатам вычисления объёма для всех зарегистрированных протуберанцев была обнаружена сильная зависимость вида $V \sim A^{1.33 \pm 0.07}$, и свидетельствует в пользу большей корректности использованного метода. Тем не менее, оба способа являются приближёнными

и дают только общую оценку объёма, занимаемого веществом протуберанца.

Наиболее значительный вклад в погрешность при определении толщины и, соответственно, объёма протуберанца вносит непрозрачность вещества протуберанца в линии He II 304 Å, вследствие которой одна часть протуберанца может быть заслонена другой, а также проекционный эффект. Так, для протуберанца, вытянутого преимущественно вдоль луча зрения, описанный метод оценки даст существенно заниженное значение его объёма. В то же время, наблюдение протуберанцев в спектральных линиях, где их вещество является более оптически тонким, не позволит достоверно определить границы протуберанца. Соответственно, более точные методы нахождения объёма неизбежно должны быть основаны на стереоскопических наблюдениях протуберанцев. В настоящий момент такую возможность предоставляют два идентичных спутника миссии STEREO, находящиеся на разнесённых гелиоцентрических орбитах. Однако, вследствие того, что спутники обращаются в плоскости эклиптики, данный метод будет эффективен только для приполярных областей Солнца, где наблюдается лишь незначительная доля протуберанцев (раздел 2.4.1, рисунок 2.17).

Соединение описанных выше оценочных моделей позволяет получить оценку массы и гравитационной энергии зарегистрированного протуберанца на отдельном изображении. Умножая среднюю плотность вещества протуберанца вдоль луча зрения на толщину протуберанца в каждой точке его видимой поверхности, можно найти массу соответствующего столба вещества

$$\delta m = \langle \rho \rangle D \delta S. \quad (2.16)$$

Это позволяет найти полную массу протуберанца M как сумму по всей видимой поверхности протуберанца ($M = \sum_S \delta m$). Аналогичным образом можно найти значение полной гравитационной энергии протуберанца $E_{\text{гр}}$, домножая при суммировании массу соответствующего столба вещества в

каждой точке на значение гравитационного потенциала Солнца:

$$E_{\text{гр}} = \sum_s \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot} + h} \delta m, \quad (2.17)$$

где G — гравитационная постоянная, M_{\odot} и R_{\odot} — масса и радиус Солнца соответственно, h — высота над поверхностью Солнца. Если рассматривать гравитационную энергию как работу, затраченную магнитным полем на подъём вещества протуберанца над фотосферой, или принять, что она соответствует энергии поддерживающей конфигурации магнитного поля, полученная таким образом оценка гравитационной энергии может быть использована в том числе и как общая энергетическая характеристика протуберанца.

Разумеется, описанные выше модели являются приближённым и дают только грубые оценки массы и гравитационной энергии зарегистрированного протуберанца по порядку величины. Однако, целью данной части работы было исследование полного ансамбля протуберанцев за счёт автоматического изменения характеристик большого числа событий. Соответственно, использование более точных методов, применяемых при исследовании отдельных протуберанцев, выбранных, как правило, именно исходя из соображений удобства применения таких методов, оказывается в значительной степени затруднено. Тем не менее, получение даже грубых оценок для массы и гравитационной энергии большого числа протуберанцев представляет значительный интерес, при том, что ранее такие исследования не проводились. К тому же, полученные здесь массово-энергетические характеристики, в дополнение к другим измеренным параметрам протуберанцев, могут являться хорошей начальной точкой для проведения дальнейших исследований с использованием более совершенных наблюдательных устройств и методов обработки данных.

2.3.3. Составление каталога по серии изображений

После детектирования протуберанцев на отдельных изображениях необходимо осуществить отождествление протуберанцев на сериях последовательных изображений на основании их положения за лимбом Солнца. В данной работе был применён подход, основанный на том, что протуберанцы являются в значительной степени стабильными структурами (за исключением момента эрупции протуберанца, при кротом, однако, происходит преимущественно вертикальное перемещение вещества), в результате чего они сохраняют своё положение над одной и той же областью солнечного лимба в течение всего времени наблюдения. Соответственно, протуберанец на двух или более соседних снимках считался одним событием, если перекрытие диапазонов гелиографических широт, занимаемых протуберанцем на этих снимках, составляло более 50 %. При этом разделяющиеся в ходе эволюции протуберанца или, наоборот, сливающиеся вместе отдельные его части могли быть объединены в одно событие.

После идентификации протуберанца на серии изображений как отдельного события регистрировалось время его появления и исчезновения за лимбом, а также полное время жизни и количество изображений, на которых он был зарегистрирован. Для всех иных характеристик, полученных после детектирования протуберанца на отдельных изображениях, вычислялись их минимальное, максимальное и среднее значения, а также величина стандартного отклонения. После этого, рассчитывались радиальная и тангенциальная компоненты скорости центра светимости и центра масс протуберанца на основании изменения их положения на соседних изображениях, а также радиальная скорость верхней точки протуберанца. Наконец, если за время наблюдения протуберанца за лимбом одна или несколько составляющих

его частей были отмечены при детектировании на части изображений как эруптивные, всё событие помечалось как эруптивное. Полученные таким образом значения сохранялись в виде табличного каталога, являвшегося основным результатом работы алгоритма и использованного для дальнейшей статистической обработки и научной интерпретации полученных данных.

Чтобы оценить точность детектирования и, как следствие, достоверность полученных результатов, был вручную исследован небольшой период наблюдений продолжительностью с 10 по 20 сентября 2009 г. В это время алгоритмом было зарегистрировано 46 событий, из которых только 42 события были обнаружены при визуальном рассмотрении того же массива изображений. В оставшихся четырёх случаях на соответствующих участках изображений не было обнаружено образований, которые могли бы быть идентифицированы как протуберанцы, что говорит о том, что это были ложно-положительные ошибки детектирования. По всей видимости, эти ошибки являются следствием увеличения яркости отдельных участков короны в результате других мелко-масштабных явлений активности. В то же время, не было обнаружено других различимых глазом протуберанцев, не зарегистрированных алгоритмом, что говорит о потенциально малом числе ложно-негативных ошибок алгоритма для всего рассмотренного массива данных. Существует, однако, некоторая вероятность того, что часть малых протуберанцев не была обнаружена ни с использованием алгоритма детектирования, ни при визуальном просмотре изображений; с другой стороны, некоторые из зарегистрированных протуберанцев были слабо различимы глазом, и, вероятно, не были бы обнаружены без использования автоматических средств обнаружения. При этом все 42 корректно детектированных протуберанца были верно классифицированы алгоритмом как спокойные или эруптивные, несмотря на повышенную динамичность наиболее мелко-масштабных событий. Наконец, некоторые протуберанцы не были зарегистрированы алгоритмом сразу после их появления за лимбом или непосредственно перед их исчезновением за краем диска Солнца вследствие

того, что высота видимых частей протуберанца над лимбом не была достаточной для их надёжного детектирования на этих изображениях, вследствие чего полученные в настоящей работе времена жизни протуберанцев могут быть несколько занижены.

2.4. Статистика ансамбля протуберанцев

2.4.1. Пространственные и динамические характеристики

Всего в течение рассмотренного периода наблюдений общей продолжительностью более 3 месяцев было зарегистрировано 389 спокойных протуберанцев, 41 из которых (т. е. 10.5 % от общего числа) был идентифицирован как спокойно-эруптивный. Полученный объём выборки позволяет исследовать распределения пространственных, динамических, а также рассмотренных ниже в разделе 2.4.2 массово-энергетических характеристик протуберанцев. Было показано, что измеренные характеристики зарегистрированных протуберанцев варьируют в широких пределах. В первую очередь, исследованные события существенно различаются по масштабу: линейные размеры наименьшего из зарегистрированных протуберанцев составили ~ 25 тыс. км как по горизонтали (вдоль лимба), так и по вертикали (в радиальном направлении от центра Солнца), в то время как размеры наиболее крупного — около 500 тыс. км по горизонтали и 150 тыс. км по вертикали. Распределение протуберанцев по линейным размерам: высоте и протяжённости вдоль лимба приведено на рисунках 2.14 и 2.15 соответственно. При этом характерный линейный размер протуберанцев $\tilde{L} = \sqrt{LH}$ (где H — средняя по времени высота верхней точки протуберанца над краем солнечного диска, L — средняя по времени протяжённость протуберанца вдоль лимба) был меньше 70 тыс. км (т. е. $\frac{1}{10}$ радиуса Солнца) для более чем 50 % всех зарегистрированных событий, что свиде-

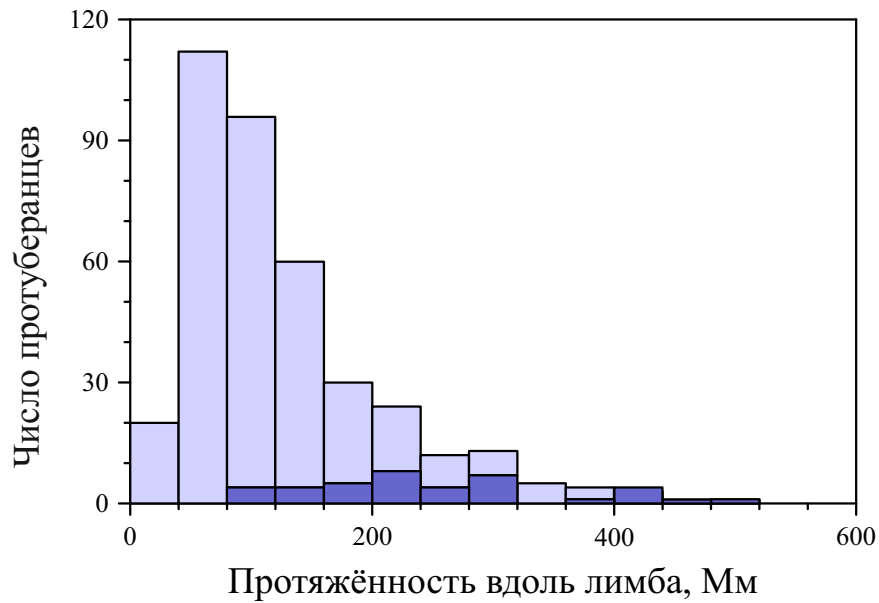


Рисунок 2.14 – Распределение протуберанцев по средней протяжённости вдоль лимба. Здесь и далее на рисунках 2.15–2.19 и 2.21–2.23 светло-синим цветом показаны распределения характеристик спокойных протуберанцев, тёмно-синим — спокойно-эруптивных. Результат диссертанта из работы [А1].

тельствует о том, что были изучены преимущественно протуберанцы малого размера. Для сравнения, в работе [217] средний характерный размер детектированных протуберанцев составлял 130.8 тыс. км. Также было показано, что протуберанцы, как правило, не поднимаются на большую высоту и вытянуты вдоль лимба. Так, отношение $\chi = \frac{L}{H}$, характеризующее форму и ориентацию протуберанца, составляет менее единицы только для 10 % зарегистрированных протуберанцев; следует, однако, учесть, что полученные значения χ являются заниженными вследствие проекционного эффекта. Распределение протуберанцев по данному параметру показано на рисунке 2.16.

При исследовании широтного распределения протуберанцев было установлено, что свыше 95 % обнаруженных событий сконцентрированы на гелиографических широтах ниже $\pm 60^\circ$, причём максимум распределения приходится на средние широты вблизи $\pm 40^\circ$ (рисунок 2.17). Таким образом, протуберанцы практически не наблюдаются в окрестности корональных дыр,

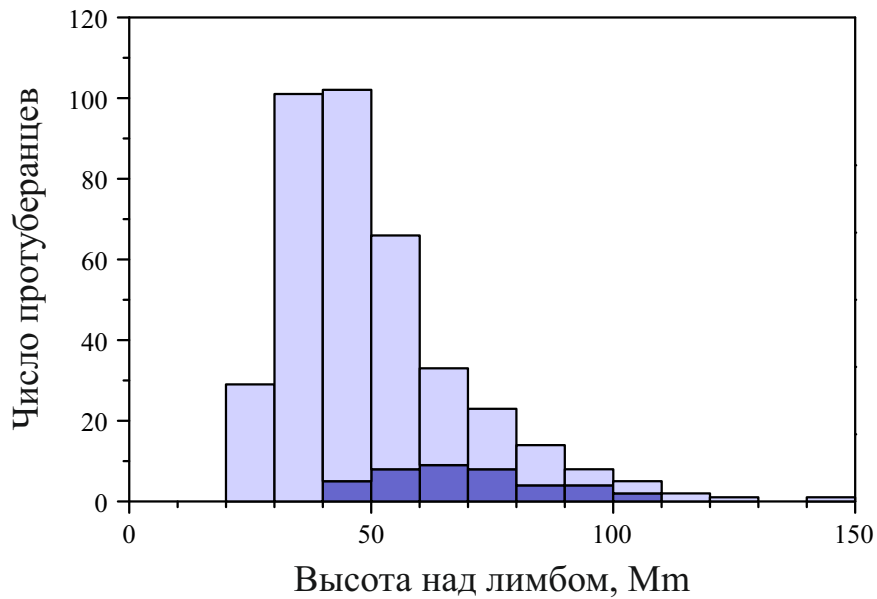


Рисунок 2.15 – Распределение протуберанцев по средней высоте над лимбом. Результат диссертанта из работы [A1].

представляющих собой области преимущественно униполярной конфигурации фотосферного магнитного поля, и, в целом, сконцентрированы на тех же широтах, что и активные области Солнца. Это хорошо согласуется с имеющимися представлениями о структуре поддерживающего протуберанцы магнитного поля, при котором тело протуберанца вытянуто вдоль нейтральной линии поля и заключено между областями с различной доминирующей полярностью. При этом наблюдается незначительная асимметрия между северным и южным полушариями Солнца: в северном полушарии было зарегистрировано на 8.0 % больше протуберанцев, чем в южном. Похожая асимметрия была зарегистрирована для различных проявлений крупномасштабной солнечной активности, таких как солнечные пятна, вспышки, протонные события и активные протуберанцы [362; 363], которая, как предполагается, связана с асимметрией глобальной структуры магнитного поля Солнца, вызванной стохастическими возмущениями солнечного динамо [364]. Однако при размере выборки 389 событий средняя ожидаемая величина асимметрии при равномерном распределении протуберанцев по полушариям составляет 8.1 %,

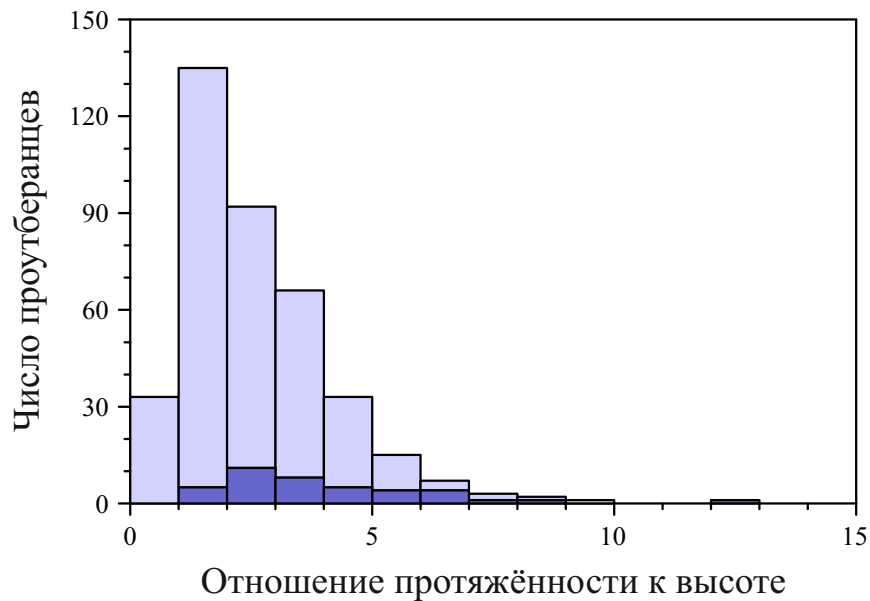


Рисунок 2.16 – Распределение форм протуберанцев, описываемых отношением их протяжённости вдоль лимба к высоте. Результат диссертанта из работы [A1].

т. е. находится близко к полученному значению, что не позволяет достоверно зарегистрировать наличие асимметрии в данном случае.

Помимо пространственных характеристик протуберанцев, достаточное временное разрешение наблюдений позволяют исследовать их динамические свойства. При изучении средних скоростей движения протуберанцев было установлено, что большинство протуберанцев являются стабильными образованиями, медленно поднимаясь и затем опускаясь над поверхностью Солнца в течение их наблюдаемого времени жизни за лимбом, и претерпевают лишь незначительные перемещения в целом. Это хорошо видно, например, из рисунка 2.18, где показано распределение протуберанцев по средней за время наблюдения скорости движения их центра масс. Для более чем 92 % протуберанцев средняя скорость движения не превышает 3 км/с, что значительно меньше характерной скорости движения эруптированных частей протуберанцев, которая может достигать нескольких сотен км/с: наибольшая мгновенная скорость движения, зарегистрированная в данной работе, составляет 740 км/с

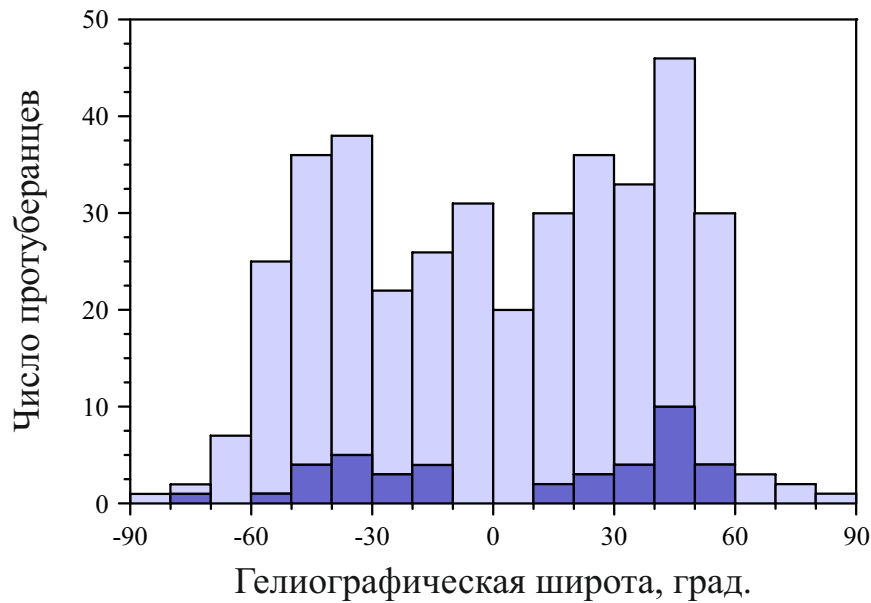


Рисунок 2.17 – Распределение средних гелиографических широт протуберанцев. Отрицательные значения соответствуют южному полушарию, положительные — северному. Результат диссертанта из работы [A1].

для переднего фронта крупного эруптивного протуберанца, наблюдавшегося 26 сентября 2009 г. (рисунок 2.13). Следует также отметить, что полученные данные не отражает внутренних движений вещества в протуберанцах, скорость которых, при общей стабильности их общей структуры, может достигать значительных величин. Однако проведение детальных исследований мелкомасштабной динамики протуберанцев затруднено при проведении автоматизированного исследования большого числа событий, и является, скорее, прерогативой изучения единичных протуберанцев.

Распределение времени жизни протуберанцев за лимбом показано на рисунке 2.19. Важной особенностью полученного распределения является то, что около 75 % зарегистрированных протуберанцев наблюдались в течение менее 24 часов, что существенно меньше указанного в литературе характерного времени жизни спокойных протуберанцев, составляющего для крупных событий до нескольких недель [20; 365]. Для объяснения данного обстоятельства можно предположить, что время наблюдения протуберанцев за лимбом огра-

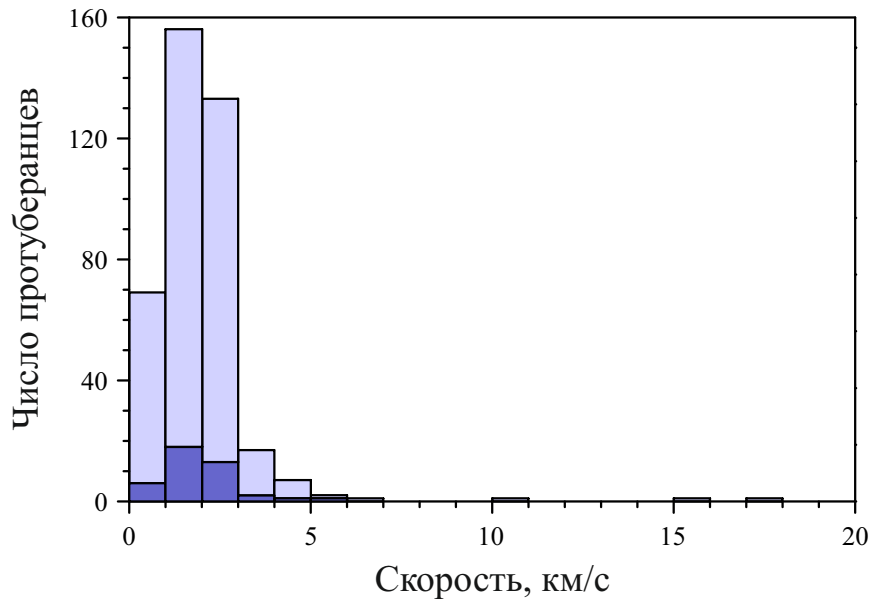


Рисунок 2.18 – Распределение средних скоростей движения протуберанцев. Результат диссертанта из работы [A1].

ничено собственным вращением Солнца. Однако, зарегистрированные времена жизни исследуемых протуберанцев составляют, в среднем, 34 % от предельного времени видимости протуберанца за лимбом, рассчитанного исходя из его высоты и среднего периода обращения Солнца, составляющего около 27 суток на средних широтах, где преимущественно наблюдаются протуберанцы. Важно отметить и то обстоятельство, что большинство протуберанцев являются мелкомасштабными; соответственно, их динамика может существенно отличаться от динамики крупных образований. Это также подтверждается и визуальным наблюдением детектированных протуберанцев, показавшим, что более мелкомасштабные протуберанцы являются, в то же время, и наиболее быстро эволюционирующими структурами. Помимо этого, анализ отдельных событий показал, что начальная и конечная стадии развития протуберанцев, обычно не регистрируемые вследствие ограниченной чувствительности алгоритма для низколежащих протуберанцев, составляют сравнительно малую часть от их общего времени жизни. Таким образом, с учётом приведённой выше оценки, можно заключить, что полученные значения для времени жизни

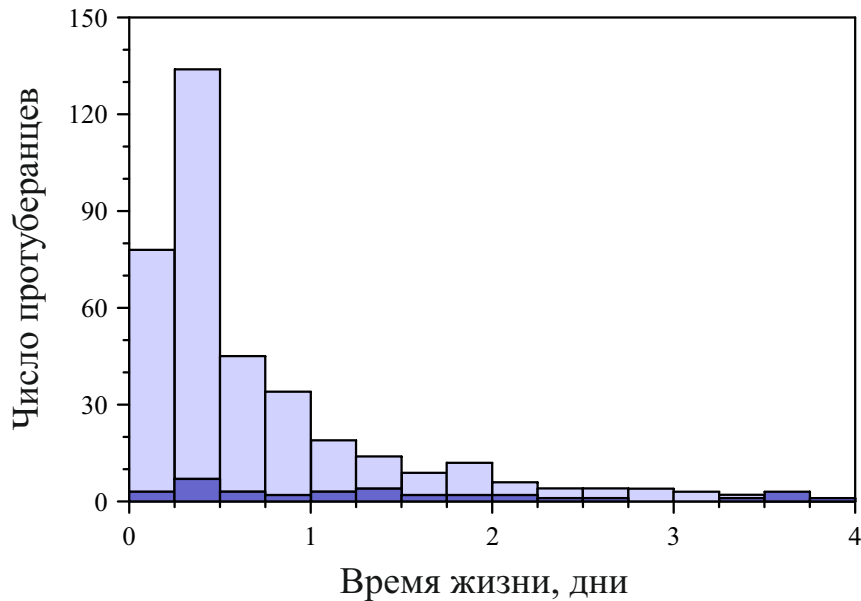


Рисунок 2.19 – Распределение протуберанцев по времени существования над лимбом. Результат диссертанта из работы [A1].

протуберанцев можно считать близкими к действительным.

Вместе с тем, наблюдается умеренная корреляция между временем жизни протуберанцев и их пространственными, а также массово-энергетическими характеристиками. На рисунке 2.20 изображена взаимозависимость между временем жизни и характерным размером \tilde{L} зарегистрированных протуберанцев, имеющая линейный коэффициент корреляции $r = 0.58$. Зависимости между временем жизни протуберанца и иными величинами, также характеризующими его масштаб: видимой площадью, объёмом, интегральной светимостью, массой и гравитационной энергией, имеют сходный вид и силу корреляции, характеризующуюся значениями коэффициента r в пределах от 0.52 до 0.61. Наличие зависимостей такого рода хорошо согласуется со сделанным выше предположением о том, что для мелкомасштабных протуберанцев характерны значительно меньшие времена жизни, чем для крупных, наиболее изученных протуберанцев. Полученный результат также имеет важное практическое следствие для перспективных исследований мелкомасштабных протуберанцев, для которых потребуется увеличение не только пространственного, на равно

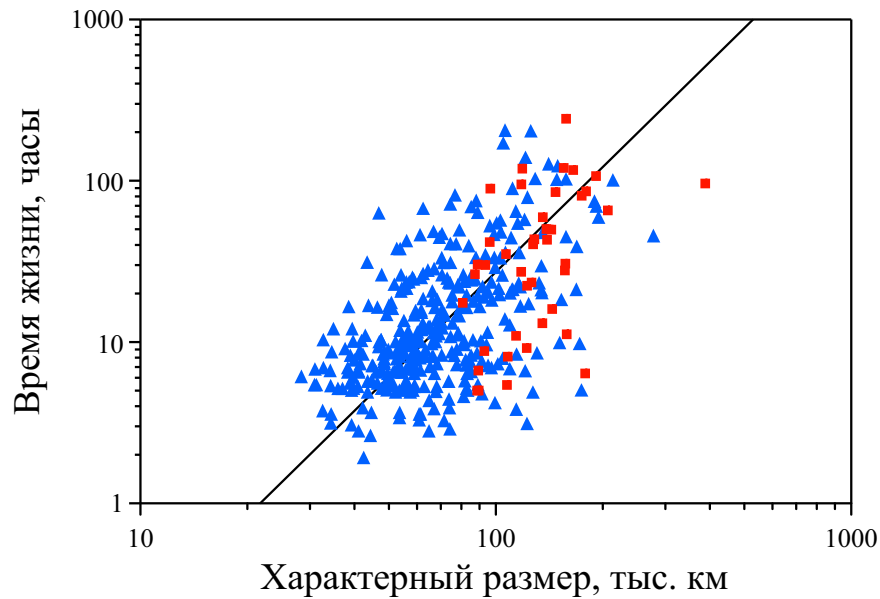


Рисунок 2.20 – Зависимость между характерным линейным размером и временем жизни протуберанцев. Синими треугольниками обозначены спокойные протуберанцы, красными квадратами — спокойно-эруптивные. Линейная аппроксимация зависимости показана прямой линией. Результат диссертанта по данным из работы [A1], на защиту не выносится.

и временного разрешения наблюдений.

Наконец, идентификация eruptивных протуберанцев среди зарегистрированных событий позволила провести сравнительное исследование свойств спокойных и спокойно-эруптивных протуберанцев. Характер полученных распределений в случае eruptивных протуберанцев имеет, в целом, тот же вид, что и для всего ансамбля, однако eruptивные протуберанцы находятся, как правило, в числе наиболее крупных событий. В среднем, характерный линейный размер eruptивных протуберанцев на 85 % больше, чем размер спокойных. При этом они также являются более долгоживущими образованиями со средним временем жизни в 2.5 раза большим, чем у спокойных протуберанцев. Наконец, eruptивные протуберанцы обладают, в среднем, в 3.0 раза большей массой и в 4.7 раза большей гравитационной энергией, чем спокойные. Существенное различие масштаба спокойных и eruptивных

протуберанцев позволяет предположить наличие некоторой пороговой высоты, которой должен достичь протуберанец, или некоторой критической массы, которую он должен аккумулировать, прежде чем поддерживающая протуберанец конфигурация магнитного поля потеряет устойчивость и произойдёт её перестройка, сопровождающаяся преобразованием накопленной магнитной энергии в кинетическую энергию выброса [357; 366–369]. Характерно также, что средние по времени скорости движения эруптивных протуберанцев лишь незначительно (на 7.8 %) превосходят средние скорости движения спокойных протуберанцев, в то время как средние значения скорости наиболее быстрого зарегистрированного движения для эруптивных протуберанцев в 2.85 раза больше, чем для спокойных, и составляют 121.5 км/с.

2.4.2. Масса и гравитационная энергия

Ряд оценочных моделей, изложенных выше в разделе 2.3.2, позволил также исследовать вопрос о распределении массы и гравитационной энергии протуберанцев. Распределение протуберанцев по массе показано на рисунке 2.21. В соответствии с полученными оценками, массы зарегистрированных событий находятся в диапазоне от 3.5×10^{13} до 2.7×10^{16} г. Полученные значения, в целом, соответствуют измеренным в ряде работ массам отдельных протуберанцев ($10^{13} - 3 \times 10^{16}$ г) [357; 370–373], а также близки к аналогичным оценкам массы КВМ ($1.6 \times 10^{14} - 8 \times 10^{16}$ г) [374–377]. Полученные оценки гравитационной энергии протуберанцев находятся в пределах от 2.8×10^{27} до 6.0×10^{30} эрг. Распределение гравитационной энергии по ансамблю протуберанцев представлено на рисунке 2.22.

Для исследования формы спектра гравитационной энергии было изучено распределение протуберанцев по энергии в логарифмическом масштабе,

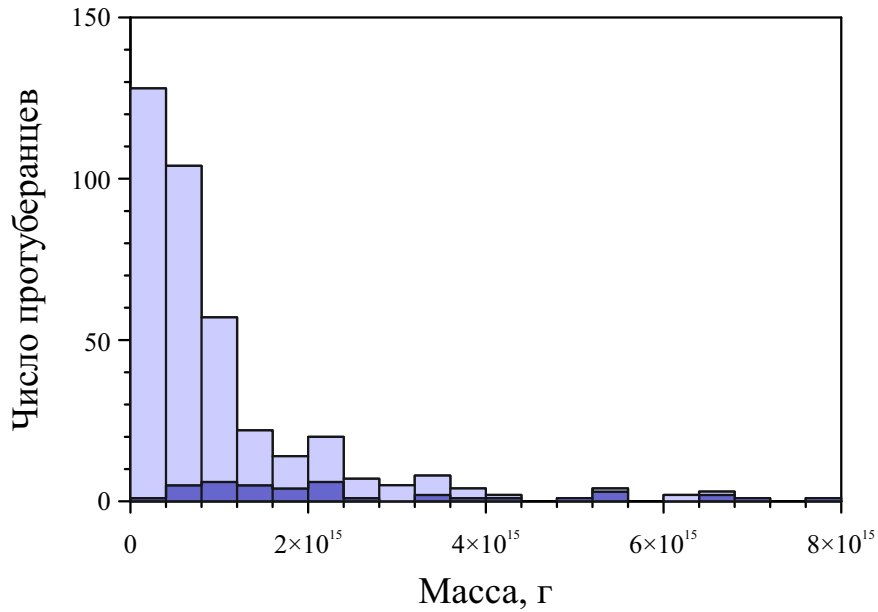


Рисунок 2.21 – Распределение протуберанцев по массе. Результат диссертанта по данным из работы [A1], на защиту не выносится.

гистограмма которого показана на рисунке 2.23. Было показано, что в области энергий свыше $10^{28.6} \simeq 4 \times 10^{28}$ эрг полученное распределение хорошо аппроксимируется линейной функцией. Таким образом, спектр спектр гравитационной энергии протуберанцев в указанном диапазоне является степенным и имеет вид

$$N \sim E^{\kappa}, \quad (2.18)$$

где E — величина гравитационной энергии, N — число протуберанцев, обладающих данной энергией. При этом полученное при аппроксимации значение показателя степени $\kappa = -1.1 \pm 0.2$ близко к единице, что свидетельствует о равномерном распределении энергии по ансамблю протуберанцев: в таком случае, число событий обратно пропорционально их энергии, и при подсчёте суммарной энергии протуберанцев в некотором диапазоне её значений уменьшение масштаба протуберанцев компенсируется соответствующим ростом числа событий.

Поведение полученного спектра в области энергий ниже 4×10^{28} эрг может свидетельствовать о существенном сокращении числа протуберанцев

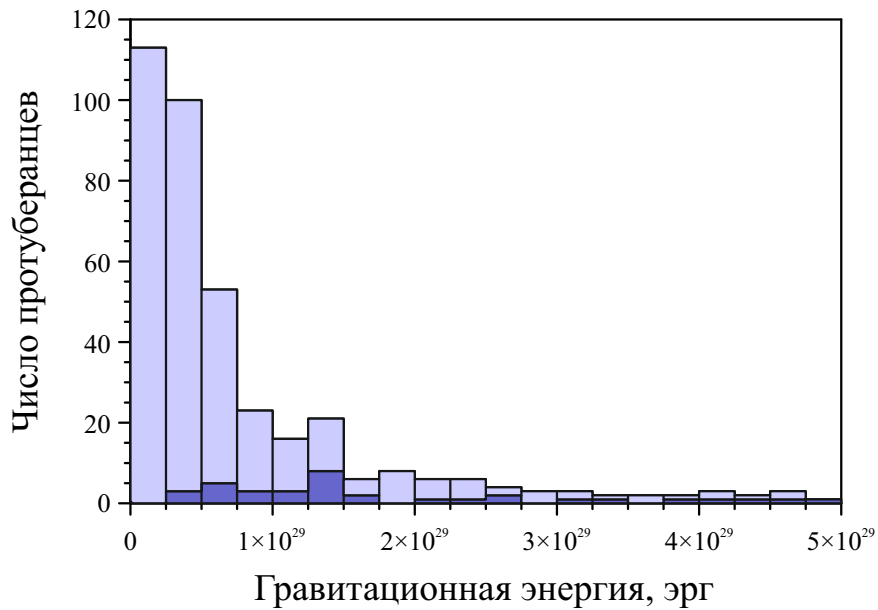


Рисунок 2.22 – Спектр гравитационной энергии протуберанцев. Результат диссертанта из работы [A1].

при переходе к области мелкомасштабных событий, обусловленного, например, меньшей устойчивостью поддерживающей их структуры магнитного поля при уменьшении линейных размеров системы. С другой стороны, такое поведение может быть объяснено недостаточной чувствительностью алгоритма детектирования вследствие ограничений, накладываемых использованными в работе наблюдательными данными. Высокие значения фонового сигнала вблизи края солнечного диска, сравнимые с интенсивностью излучения самих протуберанцев, затрудняют регистрацию наиболее мелкомасштабных событий в канале 304 \AA на высотах ниже ~ 15 тыс. км. Действительно, алгоритмом не было зарегистрировано ни одного протуберанца высотой менее 20 тыс. км (рисунок 2.15), при этом средняя высота протуберанцев с энергией ниже 4×10^{28} Эрг составляет 41 ± 13 тыс. км, то есть находится вблизи нижней границы исследованного диапазона.

Таким образом, полученные в данной работе результаты не позволяют однозначно сделать вывод о наличии нижней границы ансамбля протуберанцев по энергии и масштабу единично события. В то же время, наличие

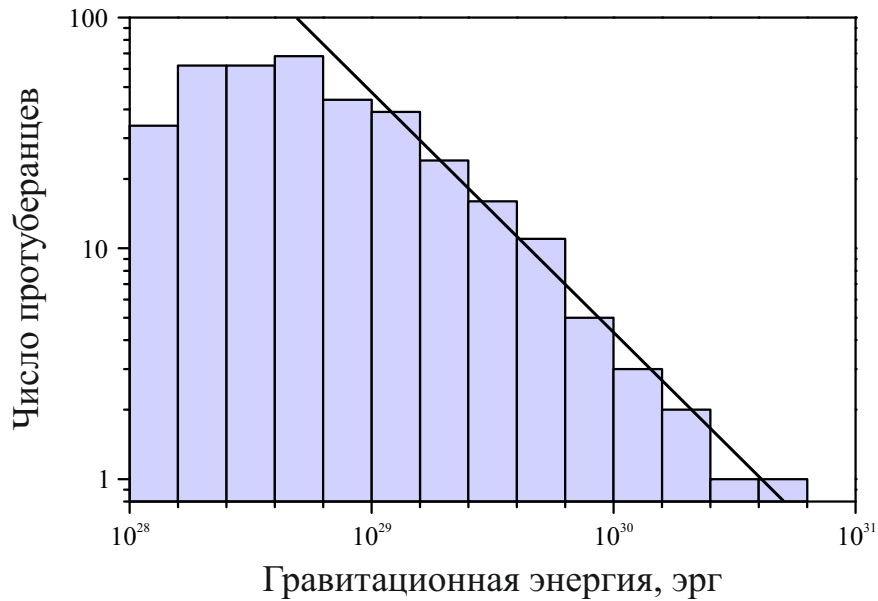


Рисунок 2.23 – Спектр гравитационной энергии протуберанцев в логарифмическом масштабе. Чёрной прямой отмечен аппроксимированный уклон спектра. Результат диссертанта из работы [A1].

такой границы следовало бы ожидать исходя, например, из того, что высота протуберанцев должна превышать высоту хромосферы. В противном случае отсутствие чётко выраженной границы между телом протуберанца и окружающей средой не позволило бы рассматривать их как отдельные образования, несмотря на то, что необходимая для их поддержания магнитная структура может существовать и на меньших масштабах расстояний. При этом экстраполяция формы спектра, полученной для протуберанцев с энергией более 4×10^{28} эрг, в область меньших значений энергии позволяет предположить существенный вклад протуберанцев наиболее малого масштаба. Для решения данного вопроса необходимо проведение более детальных наблюдений с лучшим пространственным и — в соответствии с результатами, полученными в разделе 2.4.1 — временным разрешением, а также в других спектральных диапазонах — в первую очередь тех, где вещество протуберанцев является оптически тонким. При этом следует принять во внимание, что в соответствии с приведённым ниже выражением (2.20), доля видимых за лимбом

протуберанцев уменьшается с уменьшением их высоты; соответственно, при проведении таких исследований встаёт вопрос о принципиальной возможности наблюдения наиболее мелкомасштабных протуберанцев за лимбом Солнца. В то же время при наблюдении мелкомасштабных волокон на диске необходимо обеспечить непрерывность исследуемого диапазона событий вплоть до характерного размера протуберанцев, исследованных в этой и других работах.

Следует также отметить, что абсолютные значения полученных оценок для гравитационной энергии единичных протуберанцев могут иметь значительную систематическую погрешность вследствие относительно произвольного выбора нормировочного коэффициента в уравнении (2.14). Однако при рассмотрении спектра гравитационной энергии наличие подобной ошибки измерений приводит лишь к его смещению в область больших или меньших значений, в то время как форма спектра остаётся неизменной и подвержена только случайным ошибкам, вызванных наличием проекционного эффекта, а также связанным с неизбежно приближённым характером сделанных в разделе 2.3.2 предположений о внутреннем строении протуберанцев и распределении плотности вещества в них по лучу зрения.

Помимо распределений массы и энергии отдельных событий, полученные данные позволяют оценить масштаб суммарной массы и гравитационной энергии всего ансамбля протуберанцев, что представляет значительный интерес для понимания общей роли данного класса явлений в балансе массы и энергии солнечной короны. При суммирования массы зарегистрированных на каждом единичном снимке протуберанцев было получено значение полной массы всех одновременно наблюдавшихся за лимбом протуберанцев, в течение рассмотренного периода наблюдений изменявшееся в широких пределах от $10^{15.2}$ до $10^{16.6}$ г (рисунок 2.24а). Соответственно, значительно варьировала и суммарная гравитационная энергия зарегистрированных протуберанцев, находившаяся в диапазоне от $10^{28.7}$ до $10^{30.4}$ эрг, изменения которой были в основном связаны с появлением и исчезновением протуберанцев за лимбом, а

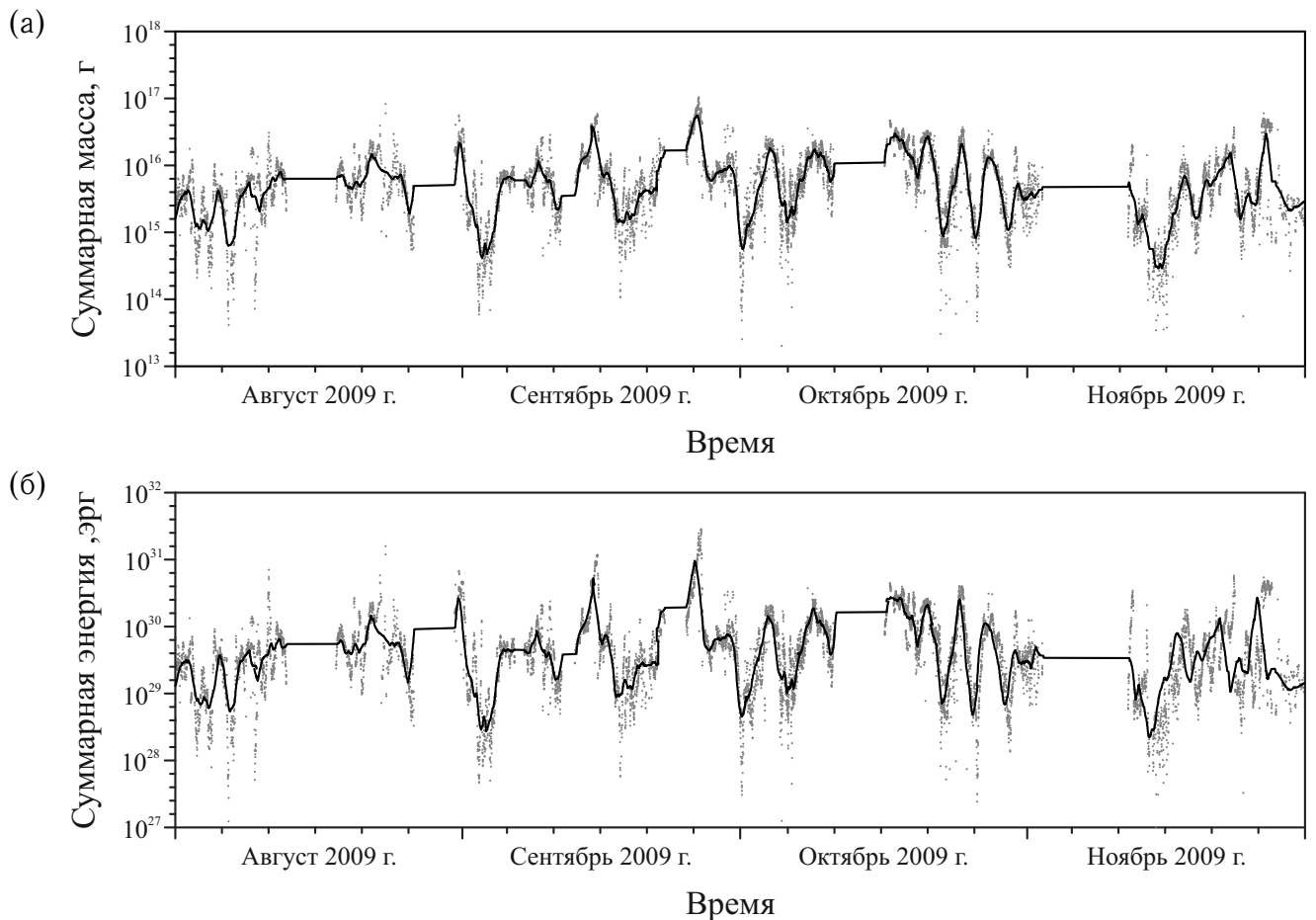


Рисунок 2.24 – Суммарная масса (а) и гравитационная энергия (б) всех одновременно наблюдавшихся протуберанцев как функция времени. Серыми точками показаны значения, полученные для отдельных изображений, чёрной линией — усреднённые в течение суток. Результат диссертанта из работы [А1].

не с их перемещением в поле тяготения Солнца (рисунок 2.24б).

В действительности удалённый наблюдатель видит за лимбом только часть всех протуберанцев, существующих в данный момент в атмосфере Солнца. Чтобы оценить долю видимых протуберанцев была использована геометрическая модель, изображённая схематически на рисунке 2.25. Здесь протуберанец ВТ, имеющий характерную для изученных протуберанцев высоту H_0 , располагается в крайнем положении, далее которого он перестаёт быть видимым за лимбом. Исходя из полученного распределение высот, было использовано среднее по ансамблю значение $H_0 \simeq 50$ тыс. км (рисунок 2.15).

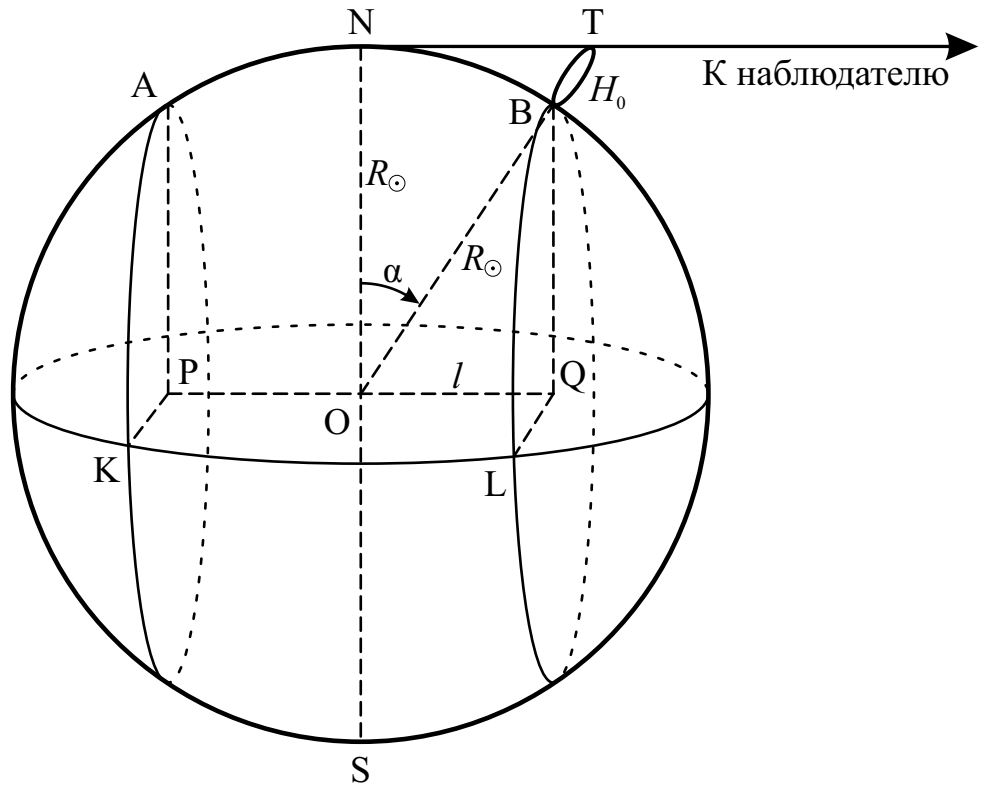


Рисунок 2.25 – Геометрическая модель, использованная для оценки доли видимых за лимбом протуберанцев от общего их числа. Результат диссертанта из работы [A1].

Однако, приняв во внимание, что на изображениях в канале 304 \AA протуберанцы не могут наблюдаться ниже высот ~ 15 тыс. км, для дальнейших расчётов следует взять $H_0 = 35$ тыс. км и положить радиус диска Солнца соответственно равным $R_\odot = 715$ тыс. км. Согласно этой модели, удалённый наблюдатель видит только те протуберанцы, основания которых на поверхности Солнца расположены между плоскостями APK и BQL (рисунок 2.25). Площадь поверхности Солнца, расположенная между указанными плоскостями, может быть найдена как

$$S_{\text{вид}} = 2\pi R_\odot 2l = 4\pi R_\odot^2 \sin \alpha, \quad (2.19)$$

где $2l = PQ$ и $\alpha = \widehat{NOB}$. Учитывая, что полная площадь поверхности Солнца составляет $S_\odot = 4\pi R_\odot^2$, за лимбом можно наблюдать порядка

$$\frac{S_{\text{вид}}}{S_\odot} = \sin \alpha = \sqrt{1 - \frac{R_\odot^2}{(R_\odot + H_0)^2}} \simeq \sqrt{\frac{2H_0}{R_\odot}} \simeq 0.3 \quad (2.20)$$

протуберанцев, существующих одновременно надо всей поверхностью Солнца, включая также и те, что видимы как волокна на его диске.

Таким образом, можно оценить, что во время солнечного минимума во всех протуберанцах содержится порядка 10^{15} – 10^{17} г плазмы, а их общая гравитационная энергия составляет порядка 10^{29} – 10^{31} эрг. При этом полученное значение для суммарной массы ансамбля протуберанцев сравнимо с полной массой солнечной короны, которую можно оценить как

$$M_{\text{кор}} = \mu m_p n_e S_{\odot} h_0 = n_e k T \frac{8\pi R_{\odot}^4}{GM_{\odot}} \simeq 3 \times 10^{17} \text{ г}, \quad (2.21)$$

где $\mu \simeq 1.27$ — средний атомный вес ионов короны, m_p — масса протона, $n_e = 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ — концентрация электронов у основания короны, $h_0 = \frac{2kT}{\mu m_p g_{\odot}}$ — высота однородной атмосферы, k — постоянная Больцмана, $T = 1.5 \times 10^6 \text{ К}$ — температура короны, $g_{\odot} = \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2}$ — ускорение свободного падения вблизи поверхности Солнца, G — гравитационная постоянная, M_{\odot} — масса Солнца [5; 6]. Таким образом, вещество протуберанцев может составлять до трети полной массы короны — а с учётом не исследованных здесь активных протуберанцев, число которых значительно возрастает в периоды максима солнечной активности, а также возможного существенного вклада протуберанцев малого масштаба — и превышать её, что свидетельствует о существенной роли протуберанцев в балансе массы солнечной атмосферы.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МАКРОСПИКУЛ

3.1. Данные наблюдений

Для изучения динамики макроспикул, проводимого в данной главе диссертации¹, также были использованы данные ВУФ телескопов ТЕСИС. При этом временное разрешение регулярных синоптических наблюдений, описанных выше в разделе 2.1, не позволяет в достаточной мере исследовать быстрые движения вещества в макроспикулах макроспикул. Соответственно, для изучения короткоживущих, динамических процессов в нижней короне Солнца телескопом ТЕСИС была осуществлена программа специализированных наблюдений; в частности, было получено несколько серий изображений в каналах 171 и 304 Å с предельно высоким временным разрешением. Благодаря малому времени экспозиции, составлявшему около 0.5 с, временное разрешение наблюдений было в первую очередь ограничено временем считывания ПЗС-матрицы, составлявшим для полного кадра 8.7 с, а также ограничениями, накладываемыми на объём передаваемой со спутника информации. По этой причине регистрируемое поле зрения телескопа при проведении указанных сеансов наблюдений было существенным образом ограничено. Также, было решено отказаться от одновременного наблюдения в нескольких спектральных диапазонах, в результате чего для всех исследованных в данной главе событий имелась информация только в одном из двух каналов наблюдения.

Всего в канале 304 Å были сделаны две высокочастотные серии, охватывавшие область вблизи северного полюса Солнца таким образом, что была полностью изображена расположенная в его окрестности корональная дыра. Первая серия наблюдений, состоящая из 299 изображений с полем зрения 320'' × 120'', была получена 2 октября 2009 г. в период между 13:40:37 и

¹Основные результаты данной главы соответствуют публикациям диссертанта [А2; В4–В6].

13:58:09 всемирного времени (UT). Таким образом, временное разрешение в данном случае составило 3.5 с (при времени считывания неполного кадра около 1.0 с), что до настоящего времени является рекордным значением для указанного спектрального диапазона. Вторая серия состояла из 489 изображений, и была получена 23 ноября 2009 г. с 12:23:32 по 13:12:32 UT с несколько большим полем зрения $340'' \times 200''$, но и более низким временным разрешением 6.0 с, обусловленным в том числе большим временем считывания изображения, составлявшим 1.8 с.

При этом вследствие ограничения поля зрения наблюдений оказалось невозможным применение процедуры поиска центра солнечного диска, описанной в разделе 2.2.1 для относительного позиционирования последовательных изображений серии. Для решения этой задачи компенсация как медленных смещений, так и быстрых дрожаний спутника была осуществлена с использованием кросскорреляционного метода стабилизации изображений. Для этого на первом изображении серии была выбрана прямоугольная область, практически полностью охватывающая наблюдаемый участок Солнца и его атмосферы, однако достаточно отстоящая от краёв изображения, чтобы в течение всего периода наблюдений оставаться в пределах регистрируемого поля зрения. При этом предполагалось, что распределение интенсивности излучения в данной области на соседних изображениях существенно не различается и его изменения носят преимущественно случайный характер. Таким образом, для каждой пары последовательных изображений I_k и I_{k+1} можно было рассчитать кросскорреляционную функцию

$$C(dx, dy) = \sum_{\substack{x_1 < x < x_2 \\ y_1 < y < y_2}} I_k[x, y] I_{k+1}[x + dx, y + dy], \quad (3.1)$$

где x и y — декартовы координаты изображений, x_1 , x_2 , y_1 и y_2 — границы рассматриваемой области, dx и dy — взаимное смещение изображений по каждой из координат. При малой изменчивости рассматриваемой области изображений можно считать, что значения dx и dy , максимизирующие значение

кросскорреляционной функции $C(dx, dy)$, и есть искомое взаимное смещение изображений. При этом помимо параллельного смещения, составляющего, как правило, доли пикселя изображения, компенсировался также поворот изображений, вызванный вращением спутника вокруг удерживаемого направления на Солнце, на основании показаний звёздного датчика.

На описанных выше сериях изображений было идентифицировано 36 макроспикул, видимых с различной степенью отчётливости. Как правило, они становились различимыми на фоне сигнала от спокойной короны как отдельные струи вещества на высотах около 10–15 тыс. км над видимой поверхностью Солнца. При этом они поднимались, останавливались и снова опускались следуя вдоль некоторой прямой линии, или оси, не осуществляя при этом заметных боковых перемещений. Также было замечено, что большинство макроспикул не были направлены перпендикулярно к солнечному лимбу, а были наклонены в сторону, противоположную направлению на ближайший полюс Солнца (рисунок 3.1).

3.2. Методы числовой обработки данных

3.2.1. Нахождение профиля линейной плотности

Наблюдения с высоким временным разрешением позволяют применить гидродинамические методы исследования для восстановления внутренней динамики движения вещества в макроспикулах. Для решения этой задачи необходимо, в первую очередь, получить распределение вещества по длине макроспикулы в каждый момент её движения. Основное затруднение при этом представляет большая оптическая плотность макроспикул в резонансной линии He II 304 Å. Для нахождения плотности вещества макроспикулы была применена та оценочная модель, что и использованная ранее для нахождения

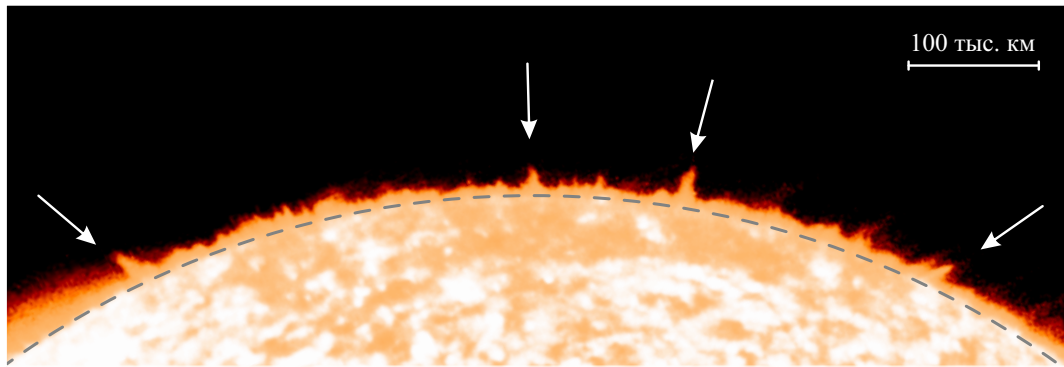


Рисунок 3.1 – Пример наблюдений обсерватории ТЕСИС в линии He II 304 Å, изображающий корональную дыру вблизи северного полюса Солнца. Стрелками отмечены положения нескольких макроспикул на изображении. Результат диссертанта из работы [A2].

массы протуберанцев и описанная выше в разделе 2.3.2, из которой следует, что поток наблюдаемого излучения I от макроспикулы пропорционален электронной плотности n_e в её внешнем слое.

Принимая во внимание малое время жизни макроспикулы, обилие гелия и степень ионизации её вещества можно считать близкими к постоянным в течение всего времени наблюдения. Таким образом, можно считать, что плотность вещества во внешнем слое макроспикулы ρ пропорциональна концентрации электронов, т. е.

$$\rho \sim n_e \sim I. \quad (3.2)$$

Также как и в случае протуберанцев, данная модель является лишь приближённым методом для оценки плотности макроспикулы, внутренние части которой скрыты от наблюдения. При этом, однако, она является единственным способом восстановить плотности вещества исходя из имеющихся данных без привлечения дополнительных наблюдений, которые также должны обладать соответствующими пространственным и временным разрешением. К тому же, исходя из простой морфологической структуры, характерной для макроспикулы, предположение об осесимметричном характере распределения вещества в её центральных областях является вполне обоснованным.

Соответственно, в данной части исследования макроспикулы рассматривались как однонаправленные потоки вещества, не обладающие сложной внутренней структурой, вследствие чего рассматривалось только движение вещества макроспикулы вдоль её оси. Результаты исследования морфологических характеристик макроспикул, полученные в данной главе, а также в главе 4, в значительной степени подтверждают оправданность такого допущения. Соответственно считалось, что вся масса макроспикулы сосредоточена на её наклонной оси и для изучения динамики макроспикул была применена одномерная гидродинамическая модель. Распределение массы, таким образом, обозначалось в терминах линейной плотности

$$\lambda = S\rho, \quad (3.3)$$

где $S = S[h]$ — площадь поперечного сечения макроспикулы на заданной высоте h над поверхностью Солнца. Предполагая, что наблюдаемая макроспикула является осесимметричным образованием, и что общая масса каждого горизонтального слоя макроспикулы пропорциональна массе внешней части этого слоя, испускающего регистрируемое прибором излучение, можно заключить, что

$$\lambda[h] \sim \langle n_e \rangle d^2 \sim I_\Sigma d, \quad (3.4)$$

где $d = d[h]$ — диаметр макроспикулы на высоте h , $I_\Sigma = I_\Sigma[h]$ — суммарный зарегистрированный поток от данного горизонтального слоя.

Для того, чтобы найти ось макроспикулы на изображениях, строилась карта максимального за время её видимого движения сигнала

$$M[l, h] = \max_t I[l, h, t], \quad (3.5)$$

где t — время, отсчитанное от момента появления макроспикулы за лимбом, l — расстояние вдоль касательной к солнечному лимбу (горизонтальная ось). Пример такой карты изображён на рисунке 3.2. В случае отсутствия

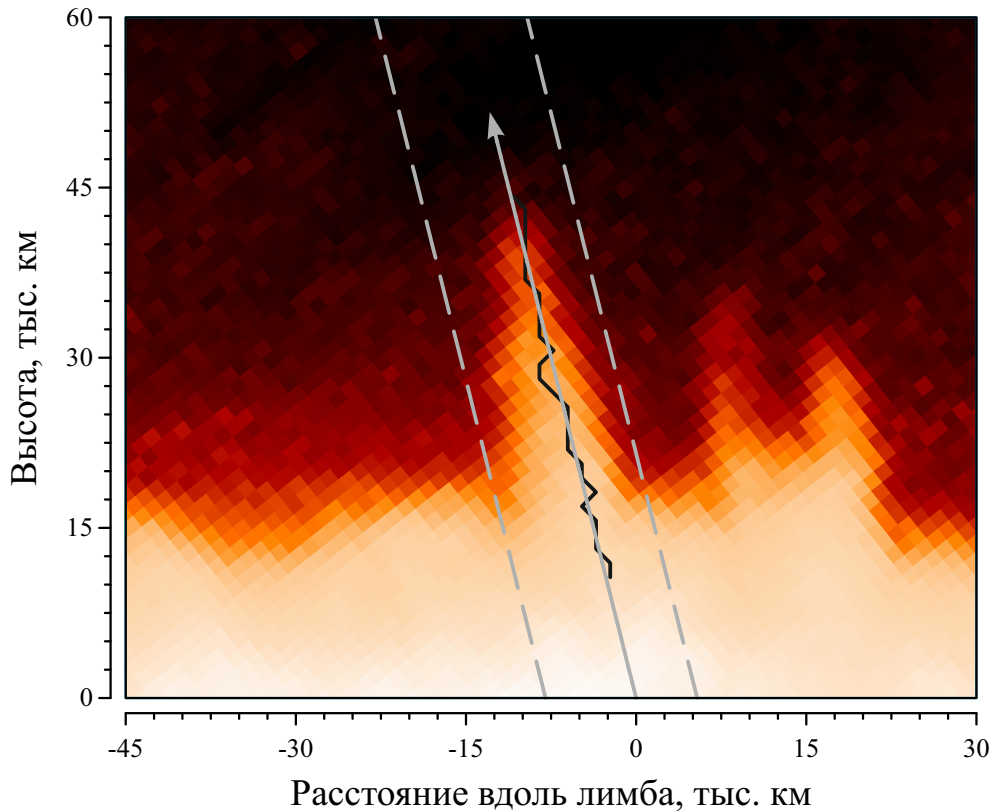


Рисунок 3.2 – Карта максимальных по времени интенсивностей излучения от макроспикулы и окружающей короны. Чёрная линия проведена через точки горизонтальных максимумов интенсивности, серой стрелкой показана найденная ось макроспикулы, границы окна суммирования обозначены серыми штриховыми линиями. Для повышения контраста изображения интенсивности приведены не в линейном масштабе. Результат диссертанта из работы [A2].

наложений от близко расположенных макроспикул, карта максимально сигнала является хорошим индикатором положения макроспикулы за лимбом и занимаемого ей объёма пространства в ходе её наблюдаемого движения за лимбом. На этой карте автоматически определялся морфологический скелет макроспикулы как положение точек максимума интенсивности сигнала на каждом отдельно взятом горизонтальном профиле карты

$$l_{\text{ск}}[h] = \underset{l}{\operatorname{argmax}} M[l, h]. \quad (3.6)$$

Для прямолинейных потоков вещества, к которым относятся рассматриваемые здесь макроспикулы, в качестве искомой оси можно принять прямую,

аппроксимирующую морфологический скелет макроспикулы на некотором интервале высот $[h_1, h_2]$, занимаемых ею в момент наибольшего подъёма над поверхностью Солнца. В дальнейшем, с помощью найденного таким образом положения оси макроспикулы определялось положение её основания l_0 как точка пересечения оси и солнечного лимба, а также видимый угол наклона макроспикулы α относительно нормали к поверхности Солнца. Оптимальные значения нижней и верхней границ аппроксимации h_1 и h_2 подбирались в результате проведения ряда последовательных аппроксимаций со всеми возможными значениями h_1 и h_2 исходя из полученного на каждой итерации нормированного критерия согласия $\bar{\chi}^2 = \frac{\chi^2}{h_2 - h_1}$, где

$$\chi^2(h_1, h_2) = \sum_{h_1 \leq h \leq h_2} (l_{\text{ск}}[h] - l_0 - h \sin \alpha)^2. \quad (3.7)$$

Для числовой обработки сигнала на изображениях выбиралось узкое окно в одном и том же месте снимка, боковые стороны которого были параллельны полученной ранее оси макроспикулы, а ширина была достаточна для того, чтобы полностью включать макроспикулу в любой момент её движения за лимбом, что также определялось с помощью карты наибольших интенсивностей $M[l, h]$. Границы окна суммирования изображены на рисунке 3.2 в виде наклонных пунктирных линий. В соответствии с уравнением (3.4) суммировался сигнал от каждого горизонтального слоя внутри выбранного окна $I_{\Sigma}[h]$, после чего умножался на ширину макроспикулы в данной точке $d[h]$, рассчитывавшуюся как полную ширину соответствующего горизонтального профиля интенсивности на его половине его высоты, отсчитанной от уровня фонового сигнала. Такой метод суммирования, однако, приводит к тому, что найденное распределение линейной плотности по длине макроспикулы являются фактически функцией высоты, а не расстояния по длине оси; в результате будут найдены только вертикальные компоненты скорости и ускорения. Влияние этого фактора, однако, легко устранить исходя из измеренного ранее угла наклона оси макроспикулы относительно нормали. Таким

образом, использованный подход полностью эквивалентен непосредственному нахождению распределения плотности вещества вдоль оси макроспикулы.

3.2.2. Построение пространственно-временной карты

При повторении указанной процедуры на всех изображениях серии, где была зарегистрирована каждая из исследуемых макроспикул, была получена карта пространственно-временного изменения линейной плотности $\lambda[t, h]$, которая, с учётом некоторых ограничений, накладываемых описанными выше моделями внутренней структуры макроспикулы, а также испускания и переноса излучения в ней, полностью описывают динамику продольного движения вещества макроспикулы на всём протяжении её наблюдаемого движения за лимбом. Пример такой пространственно-временной карты изображён на рисунке 3.3а. Тем не менее, прежде чем перейти к вычислению поля скоростей макроспикулы, необходимо осуществить ряд операций по предварительной обработке полученной карты плотности.

В первую очередь, на пространственно-временной карте были сглажены мелкомасштабные неоднородности, обусловленные случайными шумами изображений, отличающимися на соседних снимках. Устранение шумов необходимо в первую очередь потому, что резкие изменения плотности, не имеющие физического прообраза, приведут к резким всплескам при последующем вычислении поля скоростей макроспикулы. Данная операция была осуществлена с применением частотного фильтра как по пространственной, так и по временной координате, при этом граничная частота фильтра выбиралась вручную для каждой отдельной макроспикулы. Критерием выбора служил вид отфильтрованной высокочастотной составляющей первоначальной карты плотности макроспикулы, пример которой для различных значений граничной

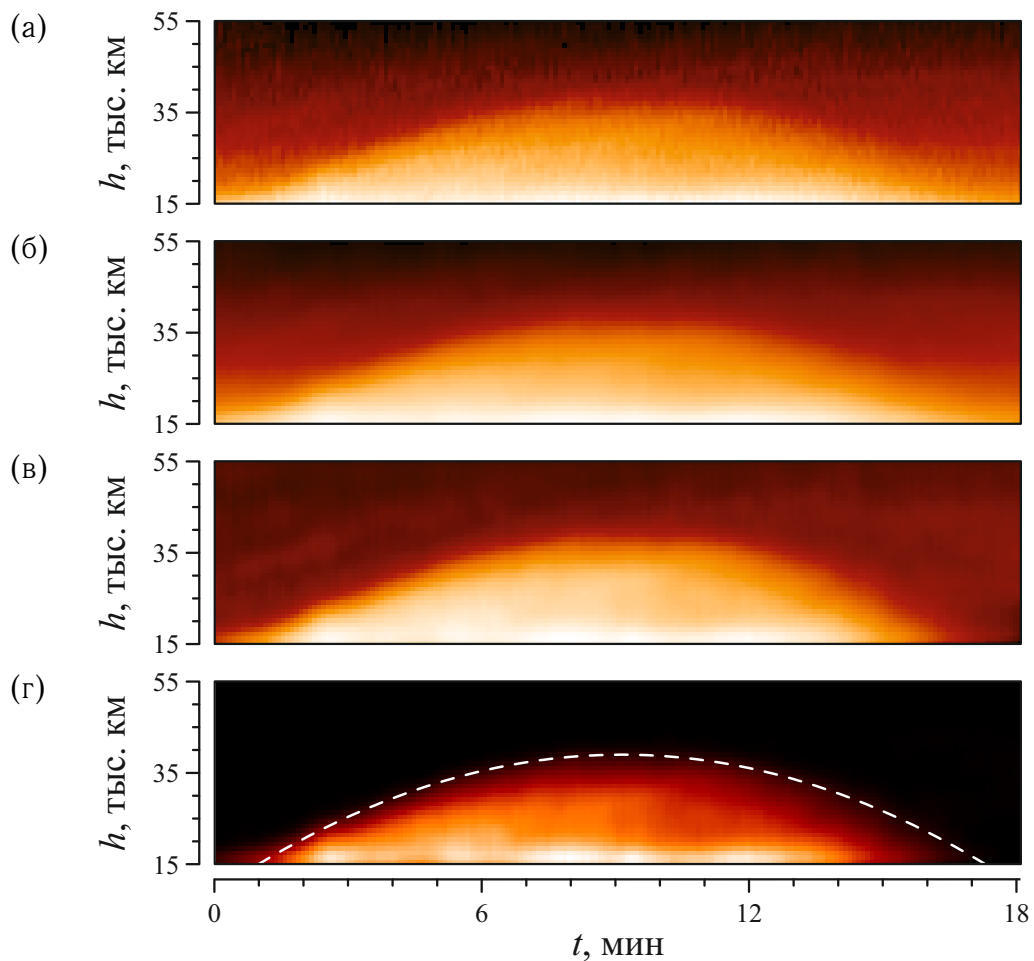


Рисунок 3.3 – Пространственно-временная карта плотности на различных этапах обработки данных: исходная карта (а), та же карта после удаления высокочастотной компоненты (б), после вычитания фона (в) и конечная карта после маскирования областей над макроспикулой (г). Параболическая аппроксимация профиля движения верхней точки макроспикулы обозначена белой штриховой линией на части рисунка (г). Здесь и далее на рисунках 3.4–3.6, 3.8–3.9 по осям обозначены: t — время, h — высота над поверхностью Солнца. Яркость изображений приведена в логарифмическом масштабе. Результат диссертанта из работы [A2].

частоты изображён на рисунке 3.4. Для этого частота фильтрации постепенно понижалась начиная с предельной для данного массива частоты Найквиста и до тех пор, пока отброшенный фильтром шум ещё оставался однородным и не содержал в себе существенных крупномасштабных элементов, характерных

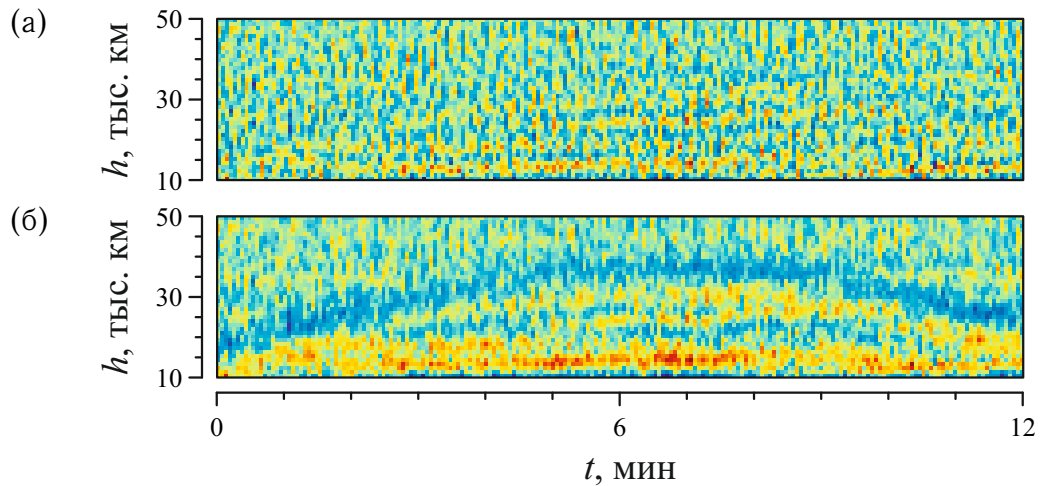


Рисунок 3.4 – Высокочастотная компонента пространственно-временной карты плотности, удаляемая при применении низкочастотного фильтра в случае оптимальной (а) и избыточно низкой пороговой частоты отсечения (б). Положительные значения обозначены красным цветом, отрицательные — синим. Результат диссертанта из работы [A2].

для собственного движения вещества в макроспикуле.

Далее, поскольку макроспикулы всегда расположены вблизи диска Солнца, они наблюдаются на сильном и неоднородном фоне, описанном выше в разделе 2.2.3. В контексте поставленной задачи наличие такого фона эквивалентно присутствию определённого количества неподвижного вещества, в результате чего вычисленные значения скорости окажутся пропорциональным образом заниженными. При этом, поскольку на изображениях в линии He II 304 Å макроспикулы являются областями повышенной яркости, фоновый сигнал в каждой точке короны оказывается возможным определить как наименьшее по времени значение сигнала, соответствующее излучению невозмущённой короны. Поскольку макроспикулы были расположены в различных участках изображений, для каждой из них радиальный профиль фонового сигнала определялся независимо как

$$B[h] = \min_t \lambda[t, h]. \quad (3.8)$$

Чтобы исключить влияние возможных при таком методе нахождения фона неоднородностей, полученный таким образом вертикальный профиль сигнала приближался гладкой функцией $\tilde{B}(h)$, аналогичной рассмотренной выше в разделе 2.2.3, за тем, разумеется, исключением, что в данном случае отсутствует необходимость рассматривать широтные вариации коэффициентов a , b , c и d . Полученный фон вычитался из очищенной от шумов карты плотности макроспикулы согласно выражению

$$\lambda_{\text{выч}} = \max\{\lambda_{\text{фил}} - \tilde{B}, 0\}, \quad (3.9)$$

где $\lambda_{\text{фил}}$ — карта плотности, прошедшая частотную фильтрацию. Результат данной операции изображён на рисунке 3.3в.

Наконец, на карте плотности остаются образования, находящиеся, преимущественно в её верхней части и не имеющие физических прообразов, непосредственно связанных с движением вещества рассматриваемой макроспикулы. По всей вероятности, их наличие связано с попаданием других более мелких плазменных концентраций в выбранное окно суммирования. На карте плотности они имеют вид изолированных максимумов сигнала, не соединённых с краями карты или основным телом макроспикулы. В результате, поскольку используемый здесь метод восстановления скоростей был основан на принципе сохранения массы, а также рассматривал только осевые движения вещества в макроспикуле, при которых плазма может попадать в исследуемую область только через нижнюю или верхнюю границу окна суммирования, такие образования не имели физического смысла и могли приводить к существенному искажению полученного в дальнейшем поля скоростей в лежащих под ними областях карты за счёт особенностей использованного при его восстановлении метода интегрирования. К счастью, большинство таких образований можно было устранить основываясь на их положении на пространственно-временной карте плотности, где они находились как правило выше хорошо различимого переднего фронта макроспикулы. При соответству-

ющем маскировании был обеспечен плавный переход от области, заполненной веществом макроспикулы, к области, в которой сигнал не должен был иметь существенных вариаций для того, чтобы искусственно введённые в обратном случае резкие перепады плотности не исказили существенным образом полученное в последствии поле скоростей. Результат устранения описанных образований показан на рисунке 3.3г.

3.2.3. Вычисление поля продольных скоростей

Имея информацию о том, как линейная плотность вещества меняется во временем в каждой точке на оси макроспикулы, можно реконструировать эволюцию поля продольных скоростей плазмы в предположении применимости к движения вещества в макроспикуле закона сохранения массы. Соответственно, на данном этапе все возможные потери регистрируемой массы в приведённой модели, происходившие в результате как температурных вариаций, так и поперечных потоков плазмы, принимались пренебрежимо малыми в том смысле, что они не вносили существенных искажений в рассчитанное таким образом поле скоростей. В рассматриваемом одномерном случае уравнение непрерывности принимает вид:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial h} (\lambda v_{\text{H}}) = 0, \quad (3.10)$$

где v_{H} — вертикальная компонента скорости течения вещества вдоль оси макроспикулы, или её проекция на нормаль к поверхности Солнца. В задаче нахождения скорости v_{H} уравнение (3.10) можно представить в виде:

$$\frac{\partial v_{\text{H}}}{\partial h} = f(v_{\text{H}}, h, t) = P v_{\text{H}} + Q, \quad (3.11)$$

где

$$P = -\frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial h} \quad (3.12)$$

и

$$Q = -\frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial t} \quad (3.13)$$

являются массивами данных такого же размера, что и пространственно-временная карта плотности $\lambda[t, h]$, заранее рассчитывавшимися перед решением уравнения (3.11). Пример таких массивов (без учёта знака минус) представлен на рисунке 3.5. Стоит заметить, что вследствие наличия члена $1/\lambda$ в выражениях (3.12) и (3.13) возникает необходимость ввести в каждой точке карты плотности $\lambda[t, h]$ небольшую постоянную добавку $\delta\lambda$ с целью избежать близких к нулю значений плотности вещества. Размер добавочного члена $\delta\lambda$ определялся для каждой макроспикулы независимо по результатам пробных вычислений: при недостаточно большом её значении численный метод становится нестабильным. В то же время величина добавки не должна была превышать 5 % от максимального значения плотности в макроспикуле.

При задании граничного условия было учтено то обстоятельство, что в рассматриваемой модели все движения плазмы должны быть ограничены областью, занимаемой макроспикулой при её наибольшем подъёме над поверхностью Солнца, в то время как в вышележащих слоях короны вещество должно оставаться полностью неподвижным; соответственно, граничное условие определялось соотношением $\lim_{h \rightarrow +\infty} v_H = 0$. В применении к рассматриваемой задаче это означает, что скорость вещества должна быть установлена равной нулю выше некоторой фиксированной высоты $h_{\text{верх}}$. Её значение должно быть выбрано достаточно большим, чтобы в каждый момент времени вещество макроспикулы находилось полностью ниже определяемой ею границы, и в то же время предельно малым, чтобы внести по возможности меньшую погрешность в вычисления, обусловленную наличием искажений в наблюдательных данных, особенно в верхней части пространственно-временной карты, где плотность

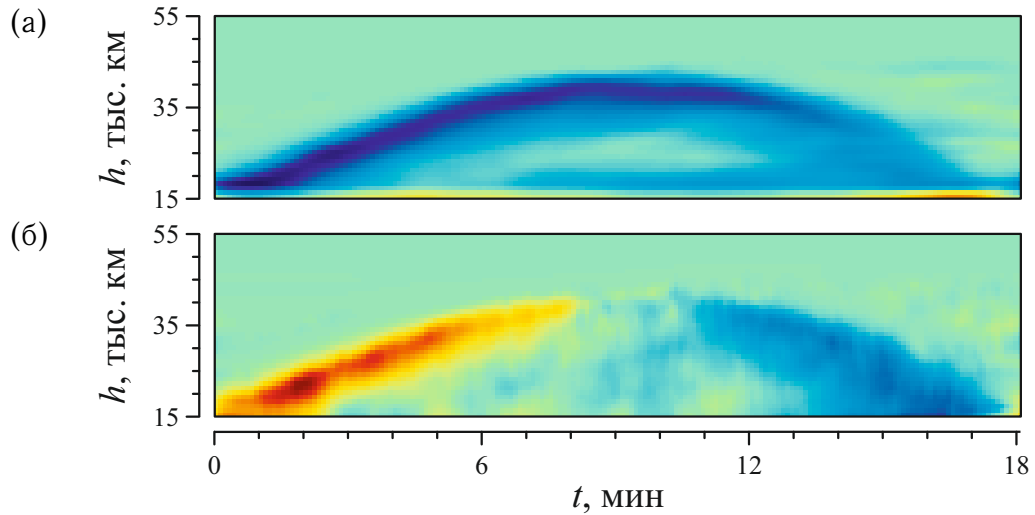


Рисунок 3.5 – Массивы нормированных пространственной (а) и временной (б) частных производных, входящие в члены P и Q соответственно. Отрицательным значениям соответствует синий цвет, положительным — красный. Результат диссертанта из работы [A2].

вещества, в идеальном случае, должна была бы быть полностью однородной. В результате высота $h_{\text{верх}}$ устанавливалась, как правило, на 5 тыс. км выше максимальной высоты подъёма вещества макроспикулы.

Для численного решения уравнения (3.11) был использован метод Адамса-Башфорта пятого порядка, являющийся явным линейным многошаговым методом [378]. Он обладает существенным преимуществом над, к примеру, методами Рунге-Кутты, так как обладает более высокой точностью при том же порядке суммирования, и, что представляется наиболее важным в применении к поставленной задаче, не требует определения интегрируемой функции в промежуточных точках расчётной сетки, что потребовало бы провести интерполяцию экспериментальных данных и привело бы к увеличению погрешностей. Использованный метод является нуль-стабильным и имеет ошибку порядка $O(\delta h^5)$, где δh — шаг интегрирования, или шаг сетки [379]. Интегрирование каждого вертикального столбца карты плотности $\lambda[t, h]$, а также массивов P и Q проводилось независимо в направлении сверху вниз

начиная с введённых в верхнюю часть массивов пяти дополнительных узлов расчётной сетки, в которых было задано граничное условие: установлено значение линейной плотности, равное $\delta\lambda$, и скорость движения вещества $v_h = 0$. Метод интегрирования был проверен на ряде тестовых массивов данных, имитирующем подъём и спуск макроспикулы над поверхностью Солнца. Во всех случаях восстановленное поле скоростей было близко к исходному профилю, использованному при построении модельной пространственно-временной карты плотности. Основное отличие при этом было вызвано необходимостью введения малой добавки $\delta\lambda$, что неизбежно приводило к некоторому сглаживанию восстановленного профиля скорости.

3.2.4. Аппроксимация профиля движения

При задании некоторого порогового значения $\lambda_{\text{пор}}$, положение вершины макроспикулы в каждый момент времени можно определить как наиболее высокую точку пространства, где выполняется неравенство $\lambda > \lambda_{\text{пор}}$. Применение данного условия ко всей пространственно-временной карте плотности автоматически даёт временной профиль движения макроспикулы в виде последовательности положений её вершины $h_{\text{верш}}[t]$ на протяжении всего времени наблюдений. В случае, если профиль движения макроспикулы близок к параболическому, $h_{\text{верш}}[t]$ можно аппроксимировать полиномом второй степени $h_{\text{апп}}(t) = p_0 + p_1t + p_2t^2$, определяемого коэффициентам p_1 , p_2 и p_3 . Для аппроксимации последовательности полиномом, в данном случае, использовался метод наименьших квадратов, реализованный в виде алгоритма обращения матрицы коэффициентов аппроксимации [380].

Принимая во внимание, что макроспикула наблюдалась только в течение некоторой части от полной продолжительности серии наблюдений, аппрокси-

мация проводилась для сокращённого интервала времени $[t_1, t_2]$. При заданных значениях $\lambda_{\text{пор}}$, t_1 и t_2 для оценки точности аппроксимации использовалась относительная ошибка, рассчитанная для коэффициента наибольшего порядка $\delta p_2 = \frac{\Delta p_2}{|p_2|}$, где Δp_2 — соответствующая абсолютная ошибка, определяемая алгоритмом аппроксимации [380]. По сравнению, например, с критерием согласия χ^2 (уравнение 3.7), применение данной величины в качестве параметра аппроксимации имеет существенное преимущество, поскольку δp_2 , во-первых, является безразмерной величиной, а во-вторых, не зависит от выбора начала координат. Соответственно, варьируя значение порога интенсивности $\lambda_{\text{пор}}$ в интервале $[0, \frac{1}{2} \max\{\lambda_{\text{рез}}\}]$, а также временные границы интервала аппроксимации t_1 и t_2 с тем, однако, условием, что $t_2 - t_1 > \frac{1}{2} \Delta t_{\text{наб}}$, где $\Delta t_{\text{наб}}$ — наблюдаемое время движения макроспикулы за лимбом, можно получить оптимальные для данной макроспикулы значения коэффициентов p_1 , p_2 и p_3 .

Исходя из найденных значений несложно получить основные пространственные и динамические величины, характеризующие движение макроспикулы, а именно наибольшую высоту подъёма макроспикулы

$$h_{\text{макс}} = p_0 - \frac{p_1^2}{4p_2}, \quad (3.14)$$

её полное время жизни

$$\Delta t_{\text{жиз}} = \sqrt{\frac{p_1^2}{p_2^2} - \frac{4p_0}{p_2}} = 2\sqrt{\frac{2h_{\text{макс}}}{a^*}}, \quad (3.15)$$

начальную скорость движения макроспикулы

$$v_{\text{нач}}^* = \sqrt{p_1^2 - 4p_0p_2} = \sqrt{2h_{\text{макс}}a^*}, \quad (3.16)$$

а также значение направленного вниз ускорения

$$a^* = -2p_2 > 0, \quad (3.17)$$

которое, для удобства, определено здесь как положительная величина. При этом, естественно, полученные значения также связаны между собой соотношениями, характерными для равноускоренного движения и отмеченными

в уравнениях (3.15) и (3.16). Также, вследствие использованного метода построения пространственно-временной карты плотности, при котором значения интенсивности излучения макроспикулы суммируются вдоль семейства горизонтальных сечений, уравнения (3.16) и (3.17) дают только вертикальные, т. е. направленную вдоль радиуса, исходящего из центра Солнца, компоненты начальной скорости $v_{\text{нач}}^*$ и ускорения макроспикулы a^* . Их полные значения в картинной плоскости $v_{\text{нач}}$ и a , равно как и длину макроспикулы при её наибольшей подъёме $l_{\text{макс}}$ несложно рассчитать при известном угле наклона оси макроспикулы α в соответствии с выражениями:

$$l_{\text{макс}} = \frac{h_{\text{макс}}}{\cos \alpha}, \quad (3.18)$$

$$v_{\text{нач}} = \frac{v_{\text{нач}}^*}{\cos \alpha} \quad (3.19)$$

и

$$a = \frac{a^*}{\cos \alpha}. \quad (3.20)$$

Следует, однако, отметить, что приведённые выше соотношения дают только соответствующие проекции на картинную плоскость изображений, и, таким образом, не отражают в полной мере динамику макроспикулы, происходящую, в общем случае, в трёх измерениях. Одним из способов преодолеть указанное ограничение может стать наблюдение макроспикулы с двух взаимно перпендикулярных направлений, что в настоящий момент возможно лишь с помощью данных наблюдений двух идентичных телескопов EUVI, работающих на борту спутников миссии STEREO. Временное разрешение наблюдений EUVI в линии He II 304 Å составляет 2.5 мин, угловое — 1.6'', что соответствует линейному масштабу 1.15 тыс. км на расстоянии около 1 а.е. и близко к разрешению наблюдений, использованных в данной главе. Таким образом, имеющихся данных EUVI, в целом, было бы достаточно для идентификации макроспикулы при её наибольшем подъёме над поверхностью Солнца и измерения углов наклона её оси в проекции на каждую из

картинных плоскостей. Однако, существенную трудность при данном походе представляет взаимная идентификация исследуемых объектов на обоих снимках, практически неосуществимая в случае мелкомасштабных структур, какими являются макроспикулы. К тому же, поскольку орбиты обоих спутников лежат вблизи плоскости эклиптики, такие наблюдения, вследствие условия одновременной видимости исследуемых объектов за лимбом на обоих снимках, были бы эффективными только для наблюдения мелкомасштабных структур в непосредственной близости полюсов Солнца. Наконец, во время проведения высокочастотных серий наблюдений обсерваторией ТЕСИС, оба спутника находились под углами $57\text{--}64^\circ$ по отношению к направлению на Землю, в то время как угол разбега спутников составлял, соответственно, $121\text{--}127^\circ$, что не обеспечивало оптимальный угол наблюдения вблизи 90° .

Другой возможный способ преодолеть ограничения, накладываемые проекционным эффектом, состоит в измерении скоростей макроспикулы вдоль луча зрения исходя из спектроскопических наблюдений соответствующего доплеровского смещения спектральных линий. Такие измерения для единичных событий проводились ранее в работах [300; 304–307] с использованием спектрографов CDS и SUMER [381; 382], входящих в состав космической обсерватории SOHO. В настоящее время возможно использование и других, более современных инструментов, таких как Hinode/EIS [383], IRIS [384], а также — в ближайшем будущем — разрабатываемого сейчас прибора EUVST [385] в составе перспективной космической обсерватории Solar-C [386; 387]. Однако подобные спектральные приборы имеют, как правило, ограниченное поле зрения, а также малое временное разрешение наблюдений при растровом сканировании исследуемой области, в то время как при фиксированном положении щели спектрографа вероятность зарегистрировать макроспикулу и, таким образом, провести измерение лучевых скоростей вдоль её оси весьма незначительна.

3.3. Динамика макроспикул

3.3.1. Поле продольных скоростей

С использованием описанных выше методов обработки данных была восстановлена вертикальная компонента одномерного поля скоростей по оси макроспикулы в каждый момент её наблюдаемого движения за лимбом для 18 из 36 обнаруженных событий. Для оставшихся 18 макроспикул не было получено удовлетворительного результата вследствие либо недостаточно высоких по сравнению с уровнем шумов значений сигнала, либо малой высоты их подъёма относительно пространственного разрешения наблюдений. При этом было показано, что для 12 из 18 исследованных макроспикул эволюция поля скоростей ведёт себя определённым, одинаковым во всех случаях образом: по мере подъёма макроспикулы модуль скорости плавно уменьшается, после чего макроспикула останавливается и начинает движение в противоположном направлении с постепенно возрастающей скоростью. В случае ещё трёх из числа 18 обработанных макроспикул наблюдалась только фаза спуска или подъёма, что, по всей вероятности, было связано с тем, что они наблюдались только в течение части их видимого движения за лимбом, и можно предположить, что их движение имело такой же характер и вне зарегистрированного на сериях изображений периода времени. Наконец, оставшиеся три макроспикулы обладали более сложной динамикой, характеризующуюся наличием нескольких периодов подъёма и спуска, которую, по всей видимости, можно объяснить наложением двух и более близко расположенных струй вещества, начавших своё движение с некоторой относительной задержкой. Пример полученной пространственно-временной карты скоростей приведён на рисунке 3.6.

Для более детального анализа динамики макроспикул оказывается полезным рассмотреть временные профили скорости, взятые на различных высотах

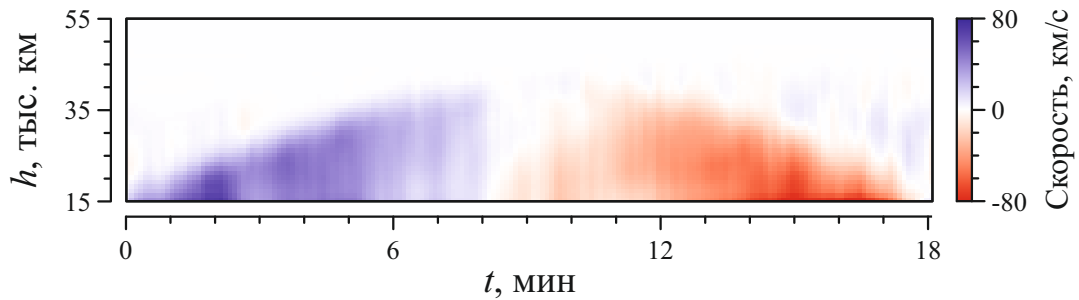


Рисунок 3.6 – Пространственно-временная карта восстановленного поля продольных скоростей макроспикулы. Синим цветом обозначено направления движения вверх (от центра Солнца), красным — вниз. Результат диссертанта из работы [A2].

над поверхностью Солнца. Пример подобных «горизонтальных» сечений поля скоростей показан на рисунке 3.7. При их ближайшем рассмотрении становится видно, что профили скорости каждой из 12 описанных выше макроспикул ведут себя схожим образом, при этом можно выделить три основные фазы их движения:

- 1) в момент, когда передний фронт макроспикулы достигает заданной высоты, скорость движения вещества в соответствующей точке быстро увеличивается, пока не достигает некоторого предельного значения;
- 2) за этим следует основная фаза движения, в течение которой скорость постепенно уменьшается, пока не достигнет нулевых значений, после чего меняет знак и продолжает уменьшаться таким же образом вплоть до минимального для данной точки значения, близкого по модулю к начальной скорости движения; при этом изменение скорости носит характер, близкий к линейному;
- 3) наконец, когда вещество макроспикулы начинает покидать рассматриваемую область, скорость быстро возвращается к околонулевым значениям.

Описанный характер движения менее выражен на больших высотах, которых достигает только верхний, наиболее разреженный слой макроспикулы (около 35 тыс. км на рисунке 3.7), при этом вторая фаза движения практически

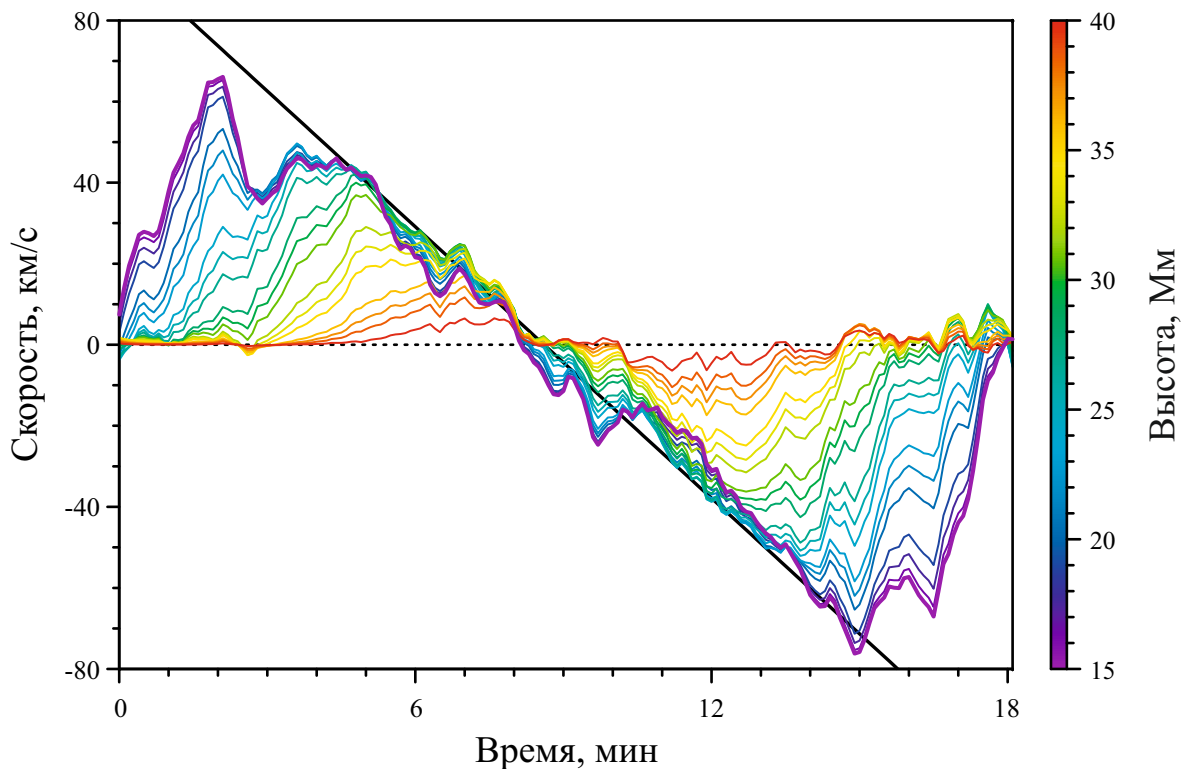


Рисунок 3.7 – Временные срезы поля продольных скоростей макроспикулы на различных высотах (цветные линии) и профиль скорости, соответствующий параболическому движению верхней точки макроспикулы (чёрная линия). Результат диссертанта из работы [A2].

отсутствует, и профили изменения скорости на всех стадиях движения имеют более пологий вид, что, по всей видимости, вызвано введённой ранее добавкой $\delta\lambda$, поскольку уровень сигнала в данном случае приближается к фоновому. Помимо этого, важным свойством восстановленной эволюции поля скоростей является близкое расположение профилей скорости на различных высотах во время второй фазы движения макроспикулы. Таким образом, в каждый момент времени происходит движение макроспикулы как целого с приблизительно одинаковой скоростью по всей её длине. Более того, рассматриваемые сечения поля скоростей близко соответствуют линейному изменению скорости верхней точки макроспикулы, полученному при аппроксимации профиля её движения полиномом второй степени.

В соответствии с этим, помимо внутренней динамики макроспикул было

исследовано движение верхних точек описанных выше 18 макроспикул, для которых удалось восстановить эволюцию поля скоростей. В результате было установлено, что для 15 из этих макроспикул временные профили движения их вершин с хорошей точностью приближаются параболой (рисунок 3.3г). С использованием процедуры, описанной выше в разделе 3.2.4, это позволяет найти её начальную скорость и ускорение, а также оценить полное время движения за лимбом. Полученные таким образом характеристики для всех исследованных в данной главе макроспикул представлены в таблице 3.1.

Ускорения макроспикул, в целом, находятся в диапазоне от 165 до 265 м/с², начальные скорости движения составляют для большинства макроспикул от 80 до 130 км/с. При этом две макроспикулы (№ 2 и № 4 в таблице 3.1) имеют значительно бóльшие ускорения, превосходящие к тому же ускорение свободного падения вблизи поверхности Солнца $g_{\odot} = 274 \text{ м/с}^2$, и соответственно, при мало отличающихся высотах подъёма и временах жизни, имеют также значительно бóльшие начальные скорости движения. Максимальная высота подъёма исследованных макроспикул составляет, как правило, от 30 до 45 тыс. км, времена жизни макроспикул находятся в пределах 10–20 мин, и хорошо соответствуют данным более ранних исследований [16; 291; 292]. Здесь, опять же, имеется два исключения. Макроспикулы № 14 и № 18 (таблица 3.1) отличаются бóльшими высотами подъёма и пропорционально бóльшими временами жизни. При этом они не следуют равноускоренному характеру движения, и, скорее всего, должны быть классифицированы скорее как полярные всплески, нежели как макроспикулы.

Наконец, для одной из макроспикул (№ 10 в таблице 3.1, которая также была использована для иллюстрации на рисунках 3.3, 3.5, 3.6, 3.7 и 3.9), был обнаружен цуг волн продолжительностью около трёх периодов колебаний, который начинает распространяться вверх от основания макроспикулы на начальной фазе её движения. Эти волны практически не видимы на исходной (не прошедшей обработку) карте плотности ввиду малой амплитуды колебаний,

Таблица 3.1 – Характеристики исследованных макропикулов. Результат диссертанта из работы [A2].

Порядковый номер	Время жизни, мин	Высота, тыс. км	Ускорение, м/с ²	Начальная скорость, км/с	Доля потерь вещества, %
1	16.4	44.3	181.1	125.1	52.2
2	8.4	34.7	566.7	195.2	9.7
3	15.2	33.1	183.7	110.0	16.7
4	12.8	35.7	338.3	154.2	15.3
5	11.8	30.9	228.1	117.4	34.7
6	6.9	26.7	—	—	—
7	>8.8	40.4	126.6	98.9	—
8	>8.8	40.2	198.5	122.9	—
9	11.8	26.8	159.3	88.7	55.8
10	18.1	41.2	214.5	127.0	46.6
11	19.1	45.0	224.7	131.1	29.7
12	12.0	28.9	190.9	105.0	16.9
13	20.0	30.8	170.9	102.5	29.3
14	28.0	59.3	—	—	—
15	>10.9	25.2	167.1	86.8	—
16	16.5	23.9	165.9	80.2	79.6
17	12.4	26.4	264.8	112.0	28.4
18	28.0	61.3	—	—	—

однако хорошо различимы на отброшенной при устранении шумов высокочастотной компоненте в виде нескольких наклонных полос (рисунок 3.8).

Источником наблюдаемых вариаций является в первую очередь изменение интенсивности вдоль оси макроспикулы, в следствие чего можно предположить, что они являются следствием прохождения магнитозвуковой волны, поскольку подобные кратковременные вариации интенсивности должны быть вызваны в основном сжатием и разрежением плазмы, и в меньшей степени изменением его температуры и степени ионизации. Исходя из наклона полос на высокочастотной компоненте карты плотности, а также из расстояния между ними можно заключить, что скорость распространения этих волн меняется от 52 ± 7 км/с в начале цуга до 42 ± 5 км/с в его конце, а их период составляет около 180 ± 30 с. По всей видимости, присутствие остаточного следа от этих волн на обработанной карте плотности также вызывает квазипериодические возмущения временных профилей скорости, видимые на рисунке 3.7 вблизи $t = 3$ мин, $t = 6.5$ мин, и $t = 9.5$ мин.

3.3.2. Оценка доли потерь вещества

Приведённые выше результаты были получены в предположении незначительности потерь вещества с тем, чтобы оставить единственный неизвестный член — скорость вещества v_h — в уравнении непрерывности (3.10). Однако близкое соответствие между сечениями рассчитанного поля скоростей на различных высотах по оси макроспикулы и профилем скорости её верхней точки позволяет преодолеть это ограничение с использованием ряда дальнейший предположений. Из рисунка 3.7 видно, что скорость в нижней наблюдаемой точке макроспикулы (фиолетовая линия) практически всё время совпадает со скоростью верхней точки макроспикулы \bar{v}_h (чёрная прямая), полученной в результате аппроксимации временного профиля её движения. Это верно и для профилей скорости на больших высотах, хотя и в меньшей степени вследствие

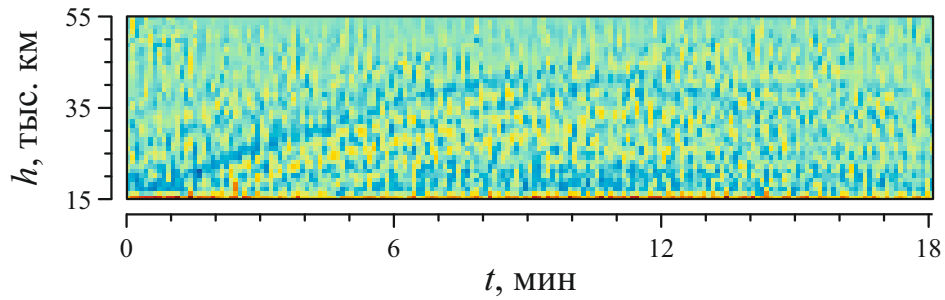


Рисунок 3.8 – Цуг магнитозвуковых волн, зарегистрированный для одной из макроспикул при осуществлении частотной фильтрации шумов. Положительные значения обозначены красным цветом, отрицательные — синим. Результат диссертанта из работы [A2].

того, что вторая фаза движения (см. раздел 3.3.1) занимает меньшую долю полного времени движения макроспикулы на этих высотах.

Соответственно, скорость движения вещества $v_h(h, t)$ можно принять одинаковой вдоль всей оси макроспикулы, и в каждый момент времени равной скорости движения её верхней точки $\bar{v}_h(t)$. В этом случае, в уравнение непрерывности (3.10) можно ввести новую переменную — скорость потерь вещества $-\sigma$ (в соответствии с общепринятой формой записи $\sigma > 0$ соответствует «источникам», а $\sigma < 0$ — «стокам» вещества), — в результате чего оно принимает вид:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} + \bar{v}_h \frac{\partial \lambda}{\partial h} = \sigma. \quad (3.21)$$

Таким образом, сделанное предположение позволяет обратить задачу нахождения поля скоростей, и получить оценку доли вещества, которую теряет макроспикула за время её движения в нижней короне Солнца, исходя из имеющихся данных. При этом также следует предполагать, что потери вещества равномерны как по времени, так и вдоль оси макроспикулы, в результате чего вносят лишь определённую систематическую погрешность в рассчитанное ранее поле скоростей, не изменяя его общего характера. Легко заметить, что несмотря на это поле скоростей имеет некоторое число случайных вариаций, которые могут быть отнесены как на счёт всего ряда приближений и предпо-

ложений, сделанных в рамках описанной выше в разделе 3.2.1 сравнительно грубой модели, использованной для нахождения распределения плотности вещества вдоль оси макроспикулы, так и на счёт не учтённых или не устранённых в процессе обработки данных побочных сигналов. Однако следует ожидать, что подобные факторы, вследствие их преимущественно случайного характера, окажут влияние только на ширину распределения полученных значений σ , оставив неизменной её среднюю величину.

Уравнение (3.21) позволяет провести непосредственное вычисление значений σ для каждой точки на оси макроспикулы в каждый отдельный момент времени (рисунок 3.9). После этого общий объём потерь вещества в макроспикуле L может быть найден как

$$L = \sum_{t=t_1}^{t_2} \sum_{h=h_1}^{h_2} -\sigma[t, h] \Delta h \Delta t, \quad (3.22)$$

где t_1 и t_2 — время появления и исчезновения макроспикулы за лимбом, соответственно; h_1 — минимальная высота, на которой макроспикула становится различимой на фоне излучения спокойной короны (как правило, около 10–15 тыс. км); $h_2 = h_{\text{апп}}(t)$ — максимальная высота подъёма макроспикулы в данный момент времени, найденная в результате аппроксимации профиля движения её верхней точки; Δh и Δt — пространственное и временное разрешение наблюдений, соответственно. Поскольку плотность вещества была определена ранее в условных единицах, имеется возможность найти только относительную потерю вещества $l = \frac{L}{M}$, где M — полная масса макроспикулы, которая определялась как максимальная видимая масса макроспикулы вблизи момента её наибольшего поднятия над лимбом, т. е.

$$M = \max_t \sum_{h=h_1}^{h_2} \lambda[t, h] \Delta h. \quad (3.23)$$

С использованием описанного выше метода были получены оценки потерь вещества для 12 из рассмотренных выше макроспикул. Было установлено, что большинство макроспикул потеряло от 10 до 30 % их видимой

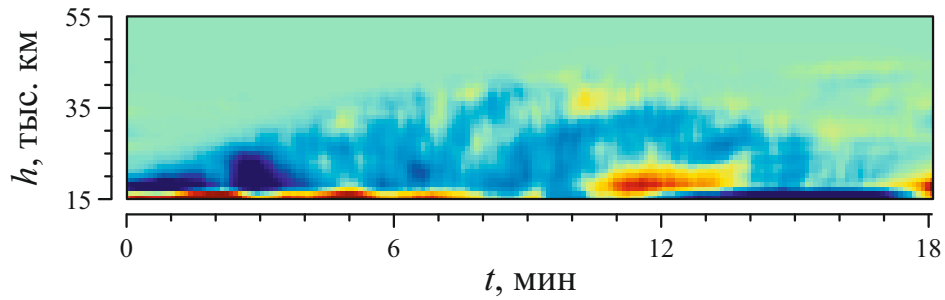


Рисунок 3.9 – Пространственно-временная карта скорости потерь вещества $-\sigma$. Приток вещества показан красным цветом, потери вещества — синим. Результат диссертанта из работы [A2].

массы за время движения в короне, в то время как четыре макроспикулы потеряли значительно большую долю — три около 50 % и одна почти 80 %, причём в последних четырёх случаях потери вещества были видны на пространственно-временных картах плотности невооружённым глазом. Следует, однако, отметить, что указанные значения являются грубыми оценками, основанными на целом ряде упрощений и предположений, и поэтому требуют дальнейшего уточнения. Полученные значения σ являются сильно неоднородными как по времени, так и по длине оси макроспикулы, со значительными вариациями, особенно в нижней части макроспикулы, пример которых можно видеть на рисунке 3.9 вблизи $t = 3$ мин и $t = 12$ мин. Наиболее вероятно, что эти вариации обусловлены посторонними потоками вещества, не связанными с исследуемой макроспикулой, попадающими в окно суммирования либо через его боковую (например от соседних макроспикул), либо через его нижнюю границу (обычные спикулы, видимые в ВУФ диапазоне), а также другими процессами, такими как магнитозвуковые волны, описанные в разделе 3.3.1. В результате полученные значения σ имеют широкое относительно её средней абсолютной величины распределение. При этом, однако, центр распределения всегда находится в области отрицательных значений σ , что соответствует оттоку вещества из макроспикулы. Исходя из ширины полученных распределений σ для различных макроспикул было рассчитано, что относительная

ошибка приведённых выше средних относительных потерь вещества в них составляет около 50–60 %.

Во время движения относительно холодного образования, такого как макроспикула, сквозь горячую корону, рассеивание некоторой части её видимого в холодных линиях вещества с большой долей вероятности обусловлено его нагревом до температуры окружающей среды, становящегося в результате частью короны и пополняющего её новыми объёмами вещества. Следует, однако, заметить, что в данной главе везде неявно предполагалось, что вещество макроспикулы изначально полностью видно в линии He II 304 Å, после чего вследствие своего нагрева постепенно выходит из зоны максимального температурного отклика данной линии. Несмотря на то, что такой сценарий является наиболее вероятным, поскольку макроспикулы лучше всего видны именно в линии He II 304 Å, возможен также нагрев некоторого количества хромосферной плазмы до температур, характерных для переходного слоя. С другой стороны, по мере движения макроспикулы её вещество может расширяться, и соответственно, охлаждаться, переставая быть видимым в линии гелия, но при этом не рассеиваясь в короне. Указанные соображения могут влиять на полученные значения σ как в положительную, так и отрицательную сторону, и, таким образом, ещё больше увеличить погрешность полученных оценок доли вещества макроспикул, попадающего в корону.

Тем не менее, основным источником ошибки является большая оптическая толщина макроспикул в линии He II 304 Å. Это позволяет наблюдать только внешний слой макроспикулы, в то время как точная информация о движении вещества внутри неё остаётся недоступной. Таким образом, чтобы применить описанный выше метод гидродинамического исследования, возникла необходимость сделать ряд упрощений и предположений касательно механизма переноса излучения во внешнем слое макроспикулы, а также об осесимметричном характере её внутреннего строения, которые могли существенным образом повлиять на полученные значения скорости потерь

вещества $-\sigma$. Однако в случае макроспикул нет оснований полагать, что их строение отличается внутренней сложностью вследствие их относительно малого диаметра, а также вследствие вероятной однородности окружающей их конфигурации магнитного поля; таким образом, предположение о внутренней симметрии является вполне реалистичным. Возможным решением указанного ограничения могут стать наблюдения макроспикул в спектральных линиях, где их вещество является оптически тонким, как в излучении, так и в поглощении. Такие наблюдения позволили бы оценить полную массу столба вещества по лучу зрения в каждой точке видимой поверхности макроспикул. При этом макроспикулы, в отличие, например, от хромосферных спикул, обладают тем преимуществом, что относительно малое их число делает маловероятным взаимное наложение отдельных структур. Однако, малая поперечная толщина и плотность вещества макроспикул делает их практически неразличимыми в таких линиях на фоне собственного излучения короны.

Другим ограничением использованного подхода является то, что он позволяет найти только лежащую в плоскости изображения компоненту скорости движения вещества макроспикулы. Возможное решение представляют спектроскопические наблюдения макроспикул, подобные тем, что были проведены в работе [306], которые могут дать компоненту скорости по лучу зрения за счёт измерения доплеровских смещений спектральных линий. Однако, исходя из результатов, полученных ниже в разделе 4.3.4, можно заключить, что исследуемые макроспикулы скорее всего незначительно отстоят от картинной плоскости: при осесимметричной конфигурации глобального магнитного поля Солнца вблизи минимума цикла активности макроспикулы, угол наклона которых по отношению к плоскости изображения достаточно велик, должны быть расположены над теми областями солнечной поверхности, где они не могут наблюдаться за лимбом вследствие их относительно малой высоты.

Наконец, поля продольных скоростей макроспикул, рассматриваемые в разделе 3.3.1, были получены в предположении пренебрежимо-малых потерь

вещества, что находится в противоречии с полученными достаточно большими значениями доли рассеиваемого вещества. Тем не менее, исходя из того, что потери вещества являются практически однородными как во времени, так и по длине макроспикулы, можно заключить, что потери вещества не должны были существенным образом повлиять на характер рассчитанного прежде поля скоростей. Таким образом, сделанное выше предположение о движении всей макроспикулы со скоростью её верхней точки по-прежнему выглядит достаточно обоснованным в контексте задачи определения доли потерь вещества в макроспикуле.

При характерной электронной плотности 10^{10} см^{-3} [16; 309], обилии водорода и степени ионизации близкими к 1 (принято для простоты, поскольку температура наблюдаемого вещества близка или превышает 10^4 К), характерном диаметре 5 тыс. км и длине 30 тыс. км [16; 291], наблюдаемой скорости возникновения новых макроспикул около $2 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ в одной корональной дыре (данные наблюдений ТЕСИС), и оценке, что около $\frac{1}{2}$ всех существующих в корональных дырах макроспикул наблюдаются за лимбом (метод оценки описан выше в разделе 2.4.2, а также в работе [294]), полученные средние значения для доли потерь вещества соответствует около 10^{11} г/с плазмы, теряемой всеми одновременно существующими на поверхности Солнца макроспикулами, которая, по всей видимости, нагревается до корональных температур и в последствии уносится от Солнца в составе солнечного ветра. Полученная величина составляет около 5–10 % общего потока вещества солнечного ветра, регистрируемого вблизи орбиты Земли на расстоянии вблизи 1 а.е. от Солнца, имеющего значение около $(1-2) \times 10^{12} \text{ г/с}$ [218; 388; 389]. Таким образом, макроспикулы могут являться значительным фактором в балансе массы солнечной атмосферы, а также в формировании быстрой компоненты солнечного ветра.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ АНСАМБЛЯ МАКРОСПИКУЛ

4.1. Данные наблюдений

В данной части диссертационного исследования¹ были использованы наблюдения комплекса SDO/AIA в монохроматическом канале 304 \AA , которые, вследствие большого массива накопленных данных, а также достаточно высокого пространственного и временного разрешения, предоставляют наилучшие условия для статистического анализа мелкомасштабных явлений солнечной активности. Временное разрешение AIA, ограниченное, в первую очередь, длительным временем экспозиции, составляющем около 3 секунд, а также необходимостью попеременной работы каждого из четырёх телескопов комплекса в одном из двух каналов наблюдений, составляет 12 с для большей части имеющегося массива наблюдений, что в несколько раз ниже предельного временного разрешения ТЕСИС, но тем не менее является достаточным для достижения поставленной цели. Напротив, угловое разрешение AIA составляет $0.6''$, что превосходит пространственное разрешение ТЕСИС. Наконец, AIA имеет несколько меньшее поле зрения; при этом AIA регистрирует полный диск Солнца и корону вплоть до высот 190 тыс. км (370 тыс. км в углах изображения), что также было достаточно для целей проведённого исследования.

В настоящий момент, наблюдения AIA покрывают существенный период длительностью более 9 лет начиная с мая 2010 г. В этой работе были использованы данные, полученные в период 2010–2015 гг. и представленные пятнадцатью шестичасовыми секциями с общей продолжительностью наблюдений 90 часов, которые были подобраны таким образом, чтобы обеспечить наилучшее временное разрешение на всём использованном массиве данных

¹Основные результаты данной главы соответствуют публикациям диссертанта [A3; B7–B9].

(некоторая часть наблюдений AIA — порядка 1–2 % от общего числа изображений — была получена с временным разрешением более 1 мин или же с перерывами в наблюдениях). Дата, а также время начала и окончания каждой секции наблюдений представлены в таблице 4.1. При этом большая часть данных была выбрана вблизи 2010–2011 годов, частично из-за возросшего числа крупномасштабных явлений солнечной активности ближе к максимуму 2014 года, на фоне которых наблюдение мелкомасштабных активных явлений затруднено, но большей частью вследствие значительного снижения отклика телескопа в канале 304 \AA с течением времени, вызванного, по всей видимости, загрязнением его оптики и детектора изображений [390], и, как следствие, препятствующего надёжной идентификации макроспикул и измерению их характеристик. Предварительная обработка данных, включающая дешифровку, вычитание темнового сигнала, коррекцию белого поля, нормирование сигнала от различных квадрантов ПЗС-матрицы, коррекцию виньетирования изображений и тени от поддерживающей сетки фильтра детектора, удаление горячих пикселей ПЗС-матрицы и следов от высокоэнергетических частиц была осуществлена Лабораторией солнечной физики и астрофизики компании Локхид Мартин, являющийся разработчиком и оператором обсерватории SDO.

4.2. Поиск событий и числовая обработка данных

Для эффективного поиска макроспикул за лимбом Солнца, каждый набор изображений был преобразован в трёхмерный массив данных $C[\varphi, h, t_k] = I_k[x, y]$, где φ — угловое расстояние до северного полюса Солнца, h — высота над солнечным лимбом, t_k — время наблюдения изображения I_k , x и y — декартовы координаты исходных изображений. При этом также осуществлялось полярное преобразование залимбовой области изображений с использова-

Таблица 4.1 – Дата и время наблюдений, область лимба и число исследованных макроспикул. Результат диссертанта из работы [А3].

Дата	Начало (UT)	Окончание (UT)	Область лимба ^a	Число макроспикул
01.06.2010	12:00	18:00	С, Ю, З, В	56
04.06.2010	00:00	06:00	С, Ю, З, В	40
04.06.2010	11:00	17:00	С, Ю, З, В	30
16.09.2010	09:00	15:00	С	11
01.12.2010	00:00	06:00	С, Ю, З	49
26.02.2011	00:00	06:00	С, Ю	25
26.02.2011	06:00	12:00	С, Ю, В	21
31.05.2011	00:00	06:00	С, Ю	25
04.06.2012	00:00	06:00	С, Ю	11
04.06.2012	12:00	18:00	С, Ю	8
04.06.2013	12:00	18:00	Ю	14
01.04.2014	12:00	18:00	С, Ю	28
04.06.2014	00:00	06:00	С, Ю	16
11.03.2015	00:00	06:00	С	2
04.06.2015	12:00	18:00	Ю	1

^a Обозначения: С — север, Ю — юг, З — запад, В — восток.

нием процедур, описанных выше в разделе 2.2.2. Для исследования были выбраны участки короны, преимущественно свободные от явлений крупномасштабной активности Солнца, таких как активные области и протуберанцы. Соответствующие участки лимба для каждой секции наблюдений приведены в таблице 4.1. С использованием метода, описанного выше в разделе 2.2.2, было получено оптимальное значение параметра интерполяции $a = -0.8$ для использованных данных наблюдений инструмента AIA, при котором средняя абсолютная ошибка интерполяции при полярном преобразовании залимбовой

области изображений составляла 0.59 отсчёта ПЗС-матрицы для данных, полученных в 2010 г., и 0.33 отсчёта для данных, полученных в 2015 г., когда уровень сигнала был значительно ниже, при этом средняя относительная ошибка интерполяции не превышала 2.7 % для всего периода наблюдений.

Поскольку угловое разрешение использованных наблюдений составляет $0.6''$, что соответствует пространственному разрешению на изображениях $\delta x = \delta y \simeq 435$ км, шаг массива по обоим координатам в данном случае был выбран равным $\delta h = 500$ км и, соответственно, $\delta \varphi = 0.041^\circ = 2.46'$, с тем чтобы сохранить единичное соотношение сторон ячейки трёхмерного массива данных вблизи солнечного лимба δh и $\delta l = \delta \varphi R_\odot$, где R_\odot — радиус Солнца. Поскольку в большинстве случаев основания макроспикул, будучи скрытыми за плотным слоем хромосферных спикул, не наблюдались, и, как следствие, рассматривались исключительно залимбовые части изображений, нижняя граница по высоте была установлена на уровне солнечного лимба (высота $h = 0$), в то время как верхняя граница диапазона исследованных высот была установлена на высоте $h = 80$ тыс. км над поверхностью Солнца, чтобы обеспечить гарантированную регистрацию всего материала исследуемых макроспикул: как будет показано в дальнейшем, выбранная граница почти в 2 раза превышает высоту подъёма наиболее протяжённой макроспикулы из числа зарегистрированных. Также, поскольку время экспозиции в канале 304 \AA комплекса А1А было постоянным и составляло 2.9 с, необходимости в нормировании интенсивности изображений не было; интенсивность изображений при этом также измерялась в условных единицах.

После описанной предварительной обработки данных, с целью поиска отдельных событий были вручную изучены сечения трёхмерного массива данных в плоскости постоянных высот $S_h[\varphi, t] = C[\varphi, h_{\text{сеч}}, t]$, где $h_{\text{сеч}}$ — переменная высота плоскости сечения. Фактически, такие сечения трёхмерного массива данных представляют собой синоптические карты активных явлений, достигающих заданной высоты над лимбом, и, таким образом, являются крайне

удобным средством отображения, поиска и идентификации макроспикул за лимбом Солнца, где они, а также иные активные явления отчётливо видны в виде областей повышенной яркости, как правило имеющих резко очерченные границы вследствие малой толщины переходного слоя между относительно холодной плазмой макроспикулы и горячим веществом короны. Примеры полученных синоптических карт на двух различных высотах над лимбом Солнца приведены на рисунке 4.1.

Нижние высоты (как правило, ниже ~ 10 тыс. км) практически полностью заняты плотным массивом хромосферных спикул, вещество которых является оптически плотным в рассматриваемом спектральном диапазоне [14], вследствие чего в данной области оказывается невозможным различить отдельные структуры, в том числе макроспикулы. При поднятии высоты сечения $h_{\text{сеч}}$ до высот около 10–15 тыс. км в областях спокойного Солнца, и до высот 15–20 тыс. км в корональных дырах, где, как известно, хромосферные спикулы достигают больших высот, становятся различимы отдельные, более крупные по сравнению со спикулами структуры. Наконец, лишь незначительное количество наиболее крупных макроспикул достигают высот более ~ 30 тыс. км, вследствие чего эти и большие высоты также мало подходят для надёжной идентификации макроспикул.

На данных синоптических картах макроспикулы видны, как правило, в виде небольших, прямолинейных, узких полосок. Этого, однако, недостаточно для надёжной идентификации макроспикул, и требуется дальнейшая обработка данных. Помимо макроспикул, на синоптических картах также хорошо видны другие виды солнечной активности, в том числе более крупные солнечные джеты, описанные в работах [288; 289], имеющие значительно более сложную структуру и динамику, спиралевидное движение которых проявляется на синоптических картах в виде сложной комбинации изогнутых, волнистых линий. Наконец, на полученных синоптических картах видно большое количество других мелкомасштабных структур, не имеющих ярко

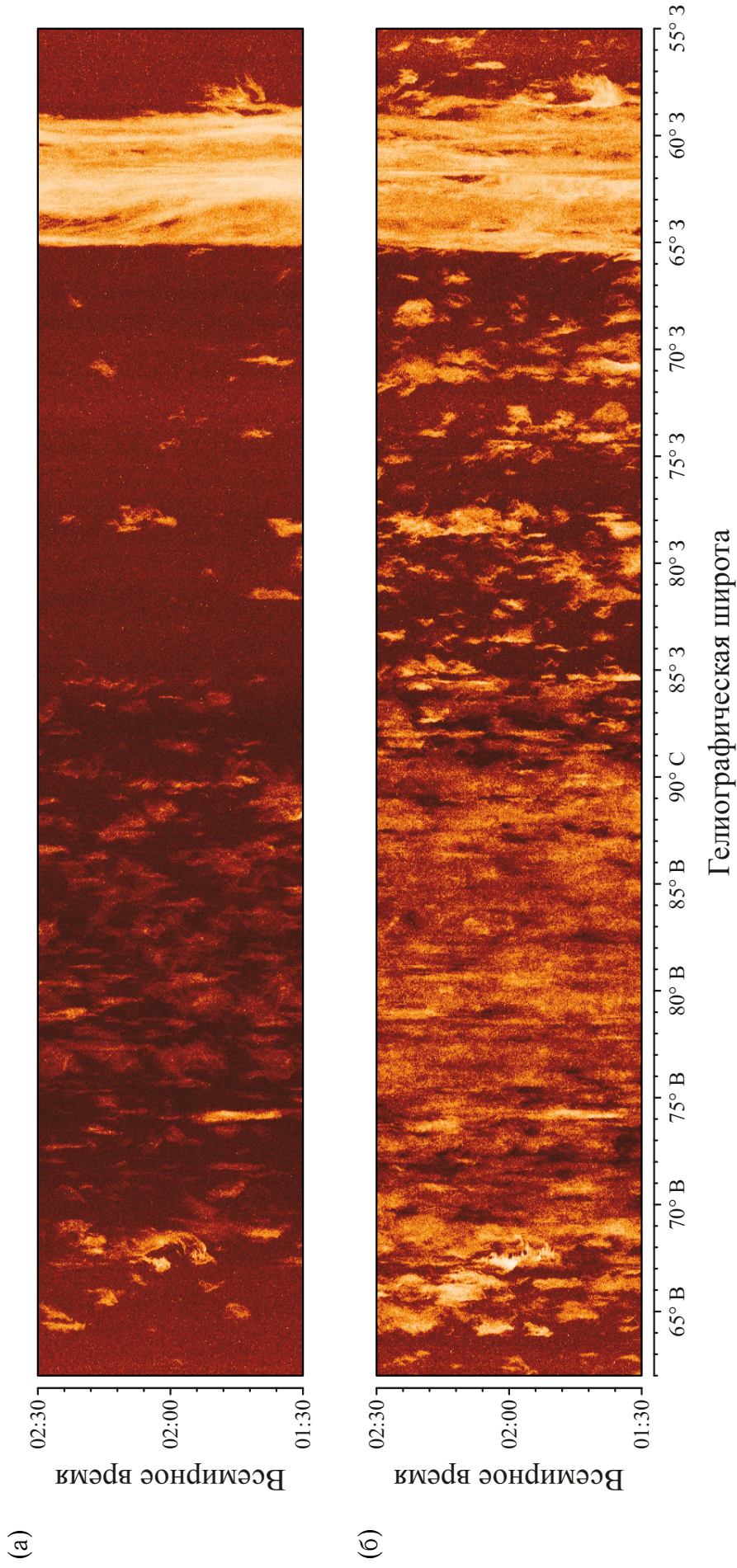


Рисунок 4.1 – Синоптические карты заливковой солнечной активности, полученные на фиксированной высоте $h_{\text{сеч}} = 18$ тыс. км (а) и высоте $h_{\text{сеч}} = 12$ тыс. км над поверхностью Солнца (б). Обозначения: В — восточное полушарие, З — западное, С — северный полюс Солнца. Результат диссертанта из работы [А3].

выраженной струеобразной динамики, и которые не были рассмотрены в рамках настоящего исследования.

Помимо этого, синоптические карты были использованы для определения положения корональных дыр и, соответственно, участков спокойного Солнца на изображениях: для корональных дыр характерны более длинные хромосферные спиккулы, а также меньшая интенсивность фонового сигнала в вышележащих областях короны. К примеру, на синоптических картах, изображённых на рисунке 4.1, корональная дыра занимает промежуток между 67° с.ш. в восточном полушарии и 84° с.ш. в западном полушарии Солнца. Также, небольшой промежуток между 65° и 59° с.ш. в западном полушарии занимает протуберанец, хорошо различимый в виде крупной области повышенной интенсивности с резко очерченными границами. Соответственно, области лимба, свободные от корональных дыр, протуберанцев и, в некоторых случаях, активных областей Солнца, имеющих более диффузные по сравнению с протуберанцами очертания, рассматривались как области спокойного Солнца.

После идентификации макроспиккулы из трёхмерного массива C выделялась небольшая подобласть C' , содержащая макроспиккулу и непосредственно прилегающую к ней область пространства, в результате чего существенно уменьшались размеры обрабатываемого массива данных по горизонтальной оси, т. е. вдоль лимба Солнца, а также во временном измерении; по высоте при этом сохранялся полный диапазон значений. Для предварительного исследования макроспиккулы использовалась анимированная серия изображений, составленная из последовательных сечений массива C' по временной координате; отдельные такие сечения, наглядно представляющие динамику макроспиккулы, изображены на рисунке 4.2. При этом обязательным условием для дальнейшего рассмотрения зарегистрированного события являлось наличие как фазы подъёма над диском Солнца, так и фазы возвращения вещества макроспиккулы; впрочем, допускалось некоторое падение яркости ближе к концу её движения — как было показано в главе 3, при значительных поте-

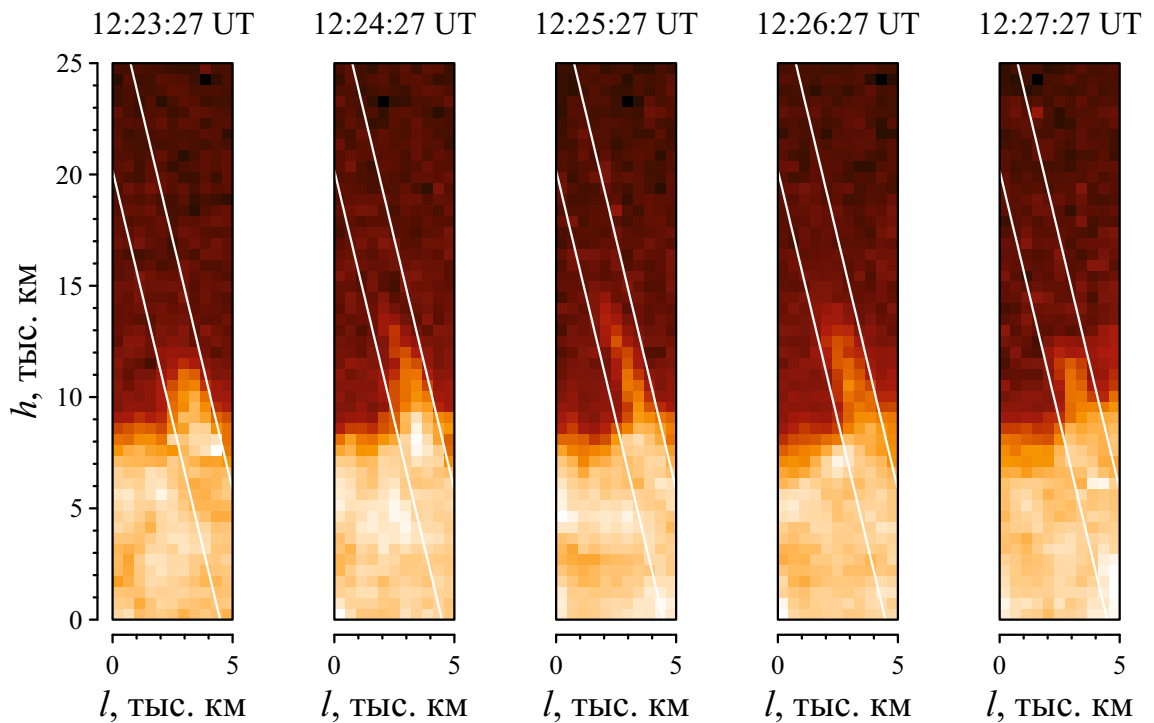


Рисунок 4.2 – Временные срезы усечённого трёхмерного массива данных, демонстрирующие различные стадии движения макроспикулы. Границы окна суммирования показаны белыми линиями. Здесь и далее на рисунке 4.3 по осям обозначены: l — протяжённость вдоль лимба, h — высота над поверхностью Солнца. Результат диссертанта из работы [А3].

рях вещества в макроспикуле уменьшение интенсивности излучения хорошо заметно невооружённым глазом.

Одним из наиболее распространённых подходов при изучении линейной динамики активных структур на Солнце является извлечение данных из серии изображений вдоль некоторой линии, совпадающей с осью исследуемого объекта. Получаемый в результате одномерный профиль интенсивностей является, таким образом, удобной для дальнейшей обработки репрезентацией внутренней динамики макроспикулы. Однако, как было отмечено в работе [391], такой подход может приводить к существенным искажениям, возникающим вследствие возможных поперечных движений плазмы, не учтённых положением одномерного среза на изображении. В данной работе, напротив, регистра-

ция излучения макроспикулы велась с помощью достаточно широкого окна, расположенного параллельно её оси и полностью включающего её вещество в течение её движения за лимбом. Недостатком указанного подхода может являться более низкое соотношение сигнал-шум, поскольку вместе с полезным сигналом суммируются также фоновый сигнал из прилегающих к макроспикуле областей изображения. Также, при таком подходе оказывается более сложным и, в отдельных случаях, невозможным разделить две близко-расположенные или перекрывающиеся макроспикулы. Такие случаи, однако, составляли малую долю от исследованных событий и для упрощения обработки, а также для повышения достоверности полученных результатов не рассматривались.

Последующая обработка данных велась в соответствии с процедурами, аналогичными описанным выше в разделе 3.2.2. При этом осуществлялось нахождение наклонной оси макроспикулы с использованием карты максимальных по времени интенсивностей в пределах массива C' и определялись границы наклонного окна, внутри которого проводилось суммирование интенсивностей (поскольку в данной главе исследовались только профили движения макроспикул, определения продольного распределения плотности вещества не требовалось). Ширина полученного окна суммирования принималась как ширина макроспикулы при дальнейшей обработке результатов измерений, а точка пересечения её оси и края видимого диска Солнца использовалась для описания положения макроспикулы на лимбе. Пример карты максимальных интенсивностей макроспикулы с указанием морфологического скелета и оси макроспикулы, а также границ наклонного окна суммирования приведён на рисунке 4.3а.

После этого из одномерных продольных профилей интенсивностей, полученных для каждого момента времени в пределах массива C' , собиралась пространственно-временная карта интенсивностей. Поскольку вычисление поля скоростей в данной части работы не проводилось, а процедура аппрок-

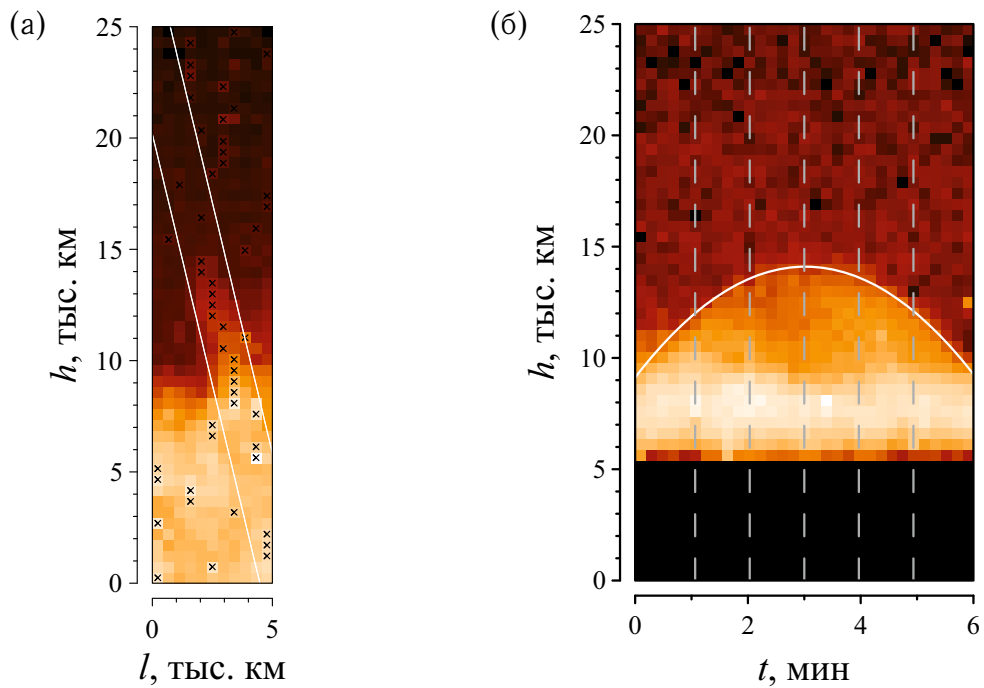


Рисунок 4.3 – Карта максимальных интенсивностей макроспикулы, использованная для нахождения её оси и определения границ наклонного окна суммирования (а) и полученная в результате сложения одномерных продольных профилей интенсивности в двумерный массив и последующего вычитания фона пространственно-временная карта (б). В части рисунка (а) морфологический скелет макроспикулы отмечен чёрными крестиками; границы наклонного окна суммирования обозначены белыми линиями. В части рисунка (б) положения временных срезов, изображённых на рисунке 4.2, обозначены серыми штриховым линиями; полученный в результате аппроксимации параболический профиль движения макроспикулы показан в виде белой кривой. Результат диссертанта из работы [А3].

симации профиля движения верхней точки макроспикулы не чувствительна к высокочастотному шуму, фильтрация шумов в данном случае также не проводилась. При нахождении высотного профиля фонового сигнала использовался профиль минимальных интенсивностей, полученных с использованием полного временного диапазона трёхмерного массива данных C , что позволяло обеспечить более достоверное вычитание фона. При этом перед вычислением

минимального по времени сигнала из временных профилей интенсивности удалялись все значения, отстоящие более чем на 3σ от среднего значения интенсивности в сторону меньших значений (где σ — стандартное отклонение значений сигнала оставшихся точек), являющиеся, как правило, следствием дефектов исходных изображений. Помимо этого, не проводилось маскирование расположенных над макроспикулой областей пространственно-временной карты интенсивностей. Пример результирующей пространственно-временной карты интенсивностей приведён на рисунке 4.3б. К полученной карте интенсивностей применялась процедура аппроксимации профиля движения верхней точки макроспикулы полиномом второй степени, описанная в разделе 3.2.4, результатом чего являлось измерение максимальной высоты подъёма макроспикулы, её времени жизни, начальной скорости движения и ускорения. При этом описанные выше операции проводились в автоматическом режиме, что позволяло существенно сократить время обработки данных и, соответственно, эффективно обработать большое количество обнаруженных событий.

4.3. Статистика ансамбля макроспикул

С применением вышеописанной процедуры для поиска макроспикул за лимбом Солнца и последующей числовой обработки данных, на указанном массиве наблюдений было обнаружено 330 макроспикул и измерены их основные пространственные и динамические характеристики. При этом 209 из указанных 330 макроспикул были обнаружены в корональных дырах (63.3 % от общего числа), и, соответственно, 121 макроспикула (36.7 %) в областях спокойного Солнца. Вследствие различной магнитной структуры корональных дыр, где преобладает открытая конфигурация магнитного поля, и областей спокойного Солнца, для которых характерно наличие замкнутых

магнитных структур, помимо рассмотрения всего ансамбля макроспикул как целого, проведено изучение характеристик макроспикул для корональных дыр и областей спокойного Солнца в отдельности для установления возможного влияния окружающей структуры магнитного поля на свойства и динамику макроспикул.

4.3.1. Средний темп появления

В первую очередь, сам факт регистрации макроспикул в известное время и в известном месте на солнечном лимбе позволяет измерить средний темп их появления. Для этого существует несколько подходов; в данной работе использовался метод определения темпа появления макроспикул как общего числа событий, появляющихся на Солнце в единицу времени, описанный в работе [294]. При этом использовалась геометрическая модель, аналогичная описанной в разделе 2.4.2 для оценки доли видимых макроспикул от их общего числа. В результате была получена оценка среднего темпа появления макроспикул как $1.1 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, при том что для макроспикул в корональных дырах среднего темп появления, равный $2.3 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, значительно превосходил аналогичное значение для макроспикул в областях спокойного Солнца, составлявшее около $7.2 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

В то же время, указанные выше значения близки к полученным в работе [294] для макроспикул в областях спокойного Солнца ($0.02 \pm 0.02 \text{ с}^{-1}$), однако на 2 порядка меньше значений, полученных в той же работе для макроспикул в корональных дырах. Только наибольшее значение темпа появления макроспикул, измеренное в настоящей работе для двух наиболее близко расположенных как по времени, так и по месту появления макроспикул, равное $\sim 2.0 \text{ с}^{-1}$, сравнимо со значением, полученным в работе [294]

для макроспикул в корональных дырах ($1-2 \text{ с}^{-1}$). По всей видимости, данное расхождение вызвано тем, что в работе [294] не учитывалась ограниченная площадь корональных дыр, занимающих, как правило, не более одной десятой от общей поверхности Солнца [392]. Помимо этого, в настоящей работе были рассмотрены только те события, которые могли быть надёжно обработаны с помощью описанных выше численных процедур. Таким образом, полученные здесь значения должны рассматриваться лишь как нижние границы соответствующих величин.

Полученные в настоящей работе значения можно также косвенно сравнить с результатами ряда предшествующих работ, используя приведённые в них суммарную длительность наблюдений и общее число зарегистрированных джетов. Так, в работах [18] и [331] общая длительность наблюдений составила 144 часа, в течение которых было зарегистрировано 101 макроспикула, что, с учётом необходимых поправок, соответствует среднему темпу их появления, равному $8.7 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, в то время как в работе [19] была зарегистрирована 301 макроспикула в течение суммарного периода наблюдений длительностью 576 часов, в результате чего средний темп появления макроспикул в данном случае составил $6.5 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Рассчитанные таким образом значения, однако, значительно ниже полученных как в данной работе, так и в работе [294], что в первую очередь объясняется тем, что в указанных работах первостепенное значение при регистрации макроспикул играло наличие хорошо различимого уярчения вблизи их основания, наблюдать которые можно лишь в очень редких случаях, когда основание макроспикулы не закрыто оптически плотным веществом хромосферных спикул. К тому же, в работах [18; 294; 331] не содержится информации о доле солнечного лимба, занятого крупномасштабными явлениями активности, такими как активные области и протуберанцы, в результате чего рассчитанные выше значения являются заниженными.

Наконец, аналогичным образом можно оценить средний темп появления макроспикул, изученных в предыдущей главе настоящей работы, составивший

около 0.2 с^{-1} . Данное значение существенно выше, чем полученный здесь средний темп появления макроспикул в корональных дырах, что можно объяснить значительно более высокой чувствительностью наблюдений ТЕСИС, использованных в предыдущей главе, позволившей надёжнее регистрировать более тусклые макроспикулы, а также тем, что в главе 3 было исследовано некоторое число джетов, не обладавших близкими к параболическим профилями движения и, по всей видимости, являвшимися полярными всплесками, отброшенными в данной части работы. Тем не менее, указанное значение также существенно меньше полученного в работе [294] для макроспикул в корональных дырах.

4.3.2. Распределения пространственных характеристик

Измерение основных характеристик макроспикул для большого числа событий позволяет изучить ансамбль макроспикул со статистической точки зрения, рассматривая распределения измеренных параметров и их попарные корреляции. Гистограммы распределений основных параметров макроспикул как для всего ансамбля событий, так и отдельно для макроспикул в корональных дырах и областях спокойного Солнца представлен на рисунках 4.4–4.12. Для более полного описания полученные распределения были аппроксимированы нормальным распределением, описываемым функцией Гаусса во всех тех случаях, когда это представлялось целесообразным; графики полученных аппроксимаций также приведены на рисунках 4.4–4.12. Основные статистические параметры распределений, такие как минимальное, максимальное, среднее и медианное значения исследуемой величины, её стандартное отклонение, а также положение центра и ширина гауссианы, полученные при аппроксимации, приведены в таблицах 4.2 – 4.4.

Таблица 4.2 – Основные статистические параметры, описывающие полученные распределения характеристик макроспикул для полного ансамбля событий. Результат диссертанта из работы [А3].

Характеристика	Наименьшее значение	Наибольшее значение	Среднее значение	Медианное значение	Стандартное отклонение	Центр гауссианы	Ширина гауссианы
Полярный угол, °	−86.7	89.7	7.5	4.9	32.3	2.0	17.5
Наклон оси, °	−40.4	41.3	−2.1	−1.5	16.2	−0.9	15.4
Наибольшая длина, тыс. км	11.5	44.6	25.6	25.5	5.9	25.1	5.3
Наибольшая ширина, тыс. км	2.3	12.0	4.6	4.4	1.3	4.4	1.3
Отношение длина/ширина	2.4	13.6	6.0	5.7	1.9	5.5	1.6
Время жизни, мин	7.9	29.8	15.9	15.7	2.9	15.7	2.3
Начальная скорость, км/с	50.2	199.3	109.0	109.8	23.2	109.1	24.4
Ускорение, м/с ²	56.1	563.5	240.1	236.6	80.3	227.8	72.6
Соотношение E_{kin}/E_{pot}	0.21	2.39	0.91	0.89	0.31	0.87	0.28

Большинство полученных распределений являются унимодальными, т. е. имеют только один локальный и глобальный максимум. Единственное исключение составляет распределение положений макроспикул вдоль лимба, имеющее два чётко выраженных максимума вблизи солнечных полюсов. При наличии такой симметрии представляется целесообразным наложить распределения для северного и южного полушарий Солнца, отсчитывая в таком случае

Таблица 4.3 – Основные статистические параметры, описывающие полученные распределения характеристик макроспикул в корональных дырах. Результат диссертанта из работы [А3].

Характеристика	Наименьшее значение	Наибольшее значение	Среднее значение	Медианное значение	Стандартное отклонение	Центр гауссианы	Ширина гауссианы
Полярный угол, °	−40.6	37.2	1.9	2.3	13.4	2.1	15.0
Наклон оси, °	−40.0	30.5	−0.7	−0.9	13.9	−0.2	12.8
Наибольшая длина, тыс. км	16.1	44.6	27.5	26.7	5.1	26.5	3.6
Наибольшая ширина, тыс. км	2.3	11.1	4.5	4.4	1.3	4.4	1.3
Отношение длина/ширина	2.4	13.6	6.5	6.1	1.8	6.0	1.5
Время жизни, мин	10.4	29.8	16.5	16.2	2.6	16.1	2.0
Начальная скорость, км/с	50.2	199.3	113.0	113.6	22.6	112.9	22.1
Ускорение, м/с ²	56.1	468.2	237.3	239.8	70.6	233.3	66.3
Соотношение E_{kin}/E_{pot}	0.21	1.74	0.89	0.89	0.26	0.88	0.26

положение макроспикулы на лимбе не от единственной точки — северного полюса, — как прежде, а от ближайшего из полюсов. Полученное таким образом распределение (рисунок 4.4) имеет единственный выраженный максимум вблизи нуля, что обусловлено, в первую очередь, концентрацией макроспикул, расположенных в корональных дырах, вблизи полюсов. Действительно, из таблицы 4.3 легко видеть, что макроспикулы в корональных дырах расположены

Таблица 4.4 – Основные статистические параметры, описывающие полученные распределения характеристик макроспикул в областях спокойного Солнца. Результат диссертанта из работы [А3].

Характеристика	Наименьшее значение	Наибольшее значение	Среднее значение	Медианное значение	Стандартное отклонение	Центр гауссианы	Ширина гауссианы
Полярный угол, °	-86.7	89.7	17.2	26.2	49.0	—	—
Наклон оси, °	-40.4	41.3	-4.5	-2.2	19.3	-4.5	21.8
Наибольшая длина, тыс. км	11.5	42.6	22.4	20.7	5.9	20.5	4.5
Наибольшая ширина, тыс. км	2.3	12.0	4.7	4.4	1.4	4.4	1.3
Отношение длина/ширина	2.6	10.0	5.1	5.0	1.6	4.7	1.5
Время жизни, мин	7.9	25.2	14.9	14.9	3.2	14.5	2.8
Начальная скорость, км/с	60.9	159.1	102.1	103.5	22.7	100.6	26.3
Ускорение, м/с ²	97.7	563.5	244.9	222.0	95.0	217.7	79.3
Соотношение E_{kin}/E_{pot}	0.41	2.39	0.95	0.89	0.37	0.85	0.31

исключительно в промежутке $\pm 40^\circ$ не смотря на то, что наблюдения велись в фазе роста цикла солнечной активности, когда существование корональных дыр возможно на средних, и даже экваториальных широтах. Напротив, распределение макроспикул, наблюдавшихся в областях спокойного Солнца близко к равномерному за исключением небольшого максимума вблизи $+60^\circ$, являющегося, по всей видимости флуктуацией, возникшей вследствие нерав-

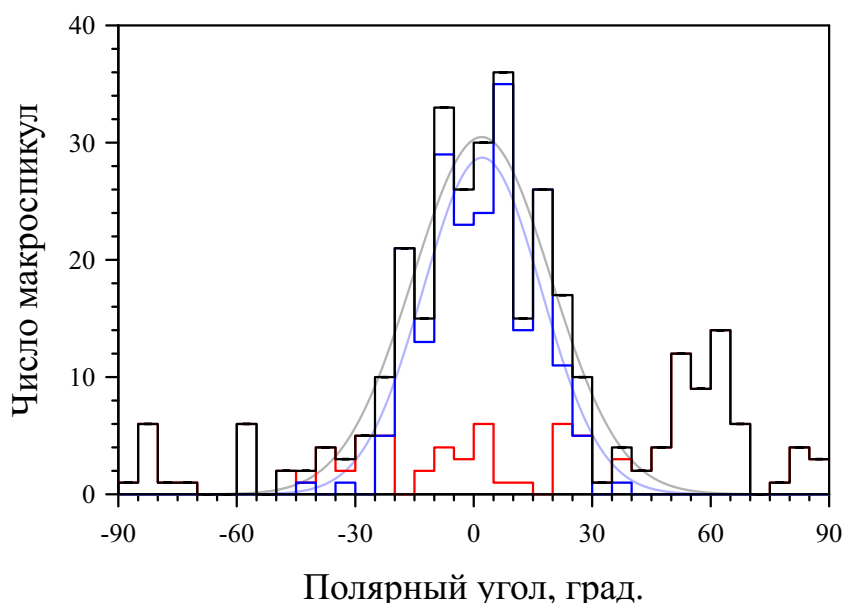


Рисунок 4.4 – Распределение макроспикул вдоль лимба; полярный угол отсчитывался от ближайшего полюса Солнца. Здесь и далее на рисунках 4.5–4.12 синим цветом обозначены распределения характеристик макроспикул в корональных дырах, красным — макроспикул в областях спокойного Солнца, чёрным — всего ансамбля макроспикул; аппроксимации этих распределений функциями Гаусса показаны светло-синей, светло-красной и серой линиями соответственно. Результат диссертанта из работы [А3].

номерного покрытия лимба использованными в работе данными наблюдений, и потому не аппроксимированный функцией Гаусса.

Данный результат, однако, находится в некотором противоречии с результатами, полученными в работе [19], показавшими, что макроспикулы из областей спокойного Солнца были сконцентрированы на средних и отчасти на высоких широтах, образуя кольца вокруг полярных областей Солнца. Указанное противоречие является тем более выраженным, что использованные в настоящей работе данные наблюдений обеспечивали лучшее покрытие полярных, нежели экваториальных областей Солнца, и, таким образом, именно в работе [19] можно было бы ожидать более равномерного распределения макроспикул из областей спокойного Солнца по лимбу. Вероятным источником

такого расхождения является, по всей видимости, то, что при наблюдениях в работе [19] экваториальные широты были преимущественно заняты крупномасштабными явлениями солнечной активности, такими как активные области и протуберанцы, затрудняющими наблюдение мелкомасштабных транзиентных явлений, которыми являются макроспикулы.

Аналогичное распределение было получено также в работе [331], где, после аппроксимации нормальным распределением, была получена ширина гауссианы для полярного пика распределения, равная 31.6° . Данное значение близко к стандартному отклонению, полученному в настоящей работе для полного ансамбля протуберанцев, включающего в себя макроспикулы на средних широтах, однако если сравнивать его с полученной здесь в результате аппроксимации шириной гауссианы, описывающей преимущественно приполярный максимум распределения, и имеющей значение 17.4° , становится явным, что распределение, полученное в работе [331] является значительно более широким. Это, по всей вероятности, может быть объяснено, что в указанной работе было использовано значительно более широкое определение, чем обычно подразумевается под термином «макроспикула». Помимо этого, как в работе [331], где центр гауссианы находился на угловом расстоянии 3.87° от полюса, так и в настоящем исследовании, полученное распределение положений макроспикул в доль лимба является близким к симметричному относительно полюсов Солнца.

Распределение для угла наклона оси макроспикул (рисунок 4.5), помимо заметной симметрии, являются практически идентичным как для макроспикул, обнаруженных как в корональных дырах, так и в областях спокойного Солнца, несмотря на то, что в корональных дырах линии открытой конфигурации магнитного поля располагаются преимущественно вертикально, в то время для областей спокойного Солнца характерны замкнутые структуры поля с петлеобразными магнитными силовыми линиями. При этом абсолютные значения наклона оси макроспикул относительно нормали к солнечной поверхности

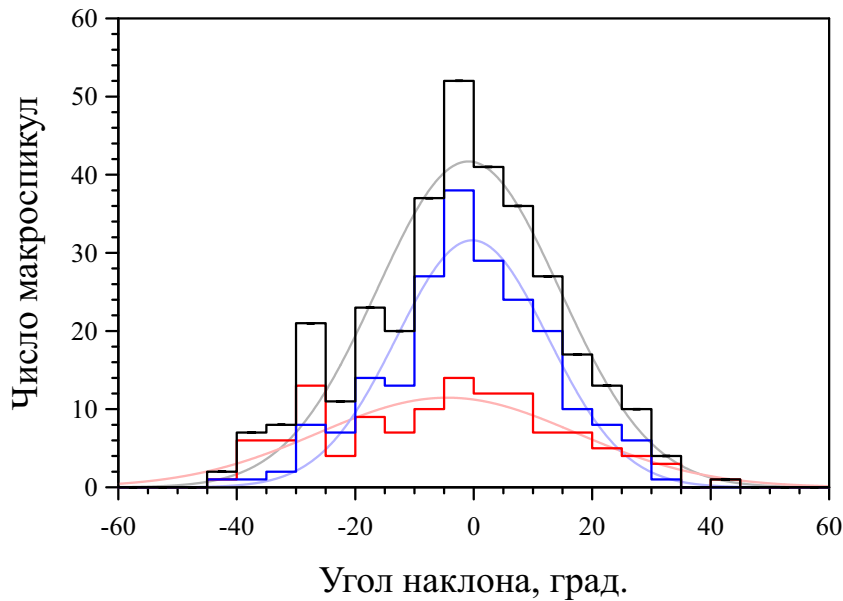


Рисунок 4.5 – Распределение видимого угла наклона оси макроспикул относительно нормали к поверхности Солнца. Результат диссертанта из работы [А3].

являются относительно небольшими: для более чем 64 % макроспикул они находятся в пределах 15° , при том что максимально зарегистрированный угол наклона оси макроспикулы не превышает 40° .

Таким образом, полученный здесь результат опровергает предположение, сделанное в работе [292] о том, что полученные в ней невысокие по сравнению с ускорением свободного падения значения ускорения макроспикул, имевших параболические профили движения, можно объяснить существенным наклоном их оси, которая, как было рассчитано, должна составлять около 65° . К примеру, если видимый в картинной плоскости наклон макроспикулы равен наибольшему полученному здесь значению и составляет 40° относительно нормали, то для удовлетворения вышеуказанного требования наклон оси макроспикулы вдоль луча зрения должен составлять около 63° . Однако, из соображений симметрии, отклонение макроспикул должно иметь сходное распределение в двух перпендикулярных направлениях, и, таким образом, следует ожидать, что наклон оси макроспикул вдоль луча зрения также не превышает 40° .

Следует отметить, что отчасти данное расхождение можно объяснить тем, что при условии равной длины макроспикулы, имеющая более сильный наклон относительно нормали будет достигать меньших высот над лимбом вместе с преобладающими на нём хромосферными спикулами, и, таким образом, подвергаться негативной селекции при регистрации макроспикул на изображениях или, как в данной работе, на полученных на их основе синоптических картах. Впрочем, схожие распределения угла наклона были получены ранее для спикул при наблюдении их в линии H_{α} , когда абсолютные значения наклона находились в пределах 50° [220; 227; 241], и во фраунгоферовой линии $Ca II H$, с максимальным зарегистрированным углом наклона спикулы, равным 40° [224]. В предположении, что движение как спикул, так и макроспикул, по всей видимости, происходит вдоль одних и тех же структур силовых линий магнитного поля, это свидетельствует о малом влиянии описанного выше эффекта, действие которого основанного на значительной оптической толщине хромосферных спикул в линии $He II 304 \text{ \AA}$.

Характерная длина макроспикулы, согласно полученным данным, составляет около 25 тыс. км, находясь для более чем 86 % изученных макроспикул в диапазоне от 16 до 32 тыс. км. При этом длина макроспикул в корональных дырах в среднем на 23 % больше длины макроспикул в областях спокойного Солнца, что хорошо видно при сравнении гистограмм соответствующих распределений на рисунке 4.6. Подобное различие также наблюдается и при измерении длин хромосферных спикул, и связано, по всей видимости, с открытой конфигурацией магнитного поля в корональных дырах, облегчающей вертикальное движение плазмы, а также с меньшим сопротивлением окружающей корональной плазмы, имеющей меньшую плотность в корональных дырах. Помимо этого, можно отметить то обстоятельство, что максимум данного распределения значительно превышает нижний порог регистрации макроспикул, находящийся в пределах 10–15 тыс. км и обусловленной преобладанием оптически плотного вещества спикул на меньших высотах, что позволяет

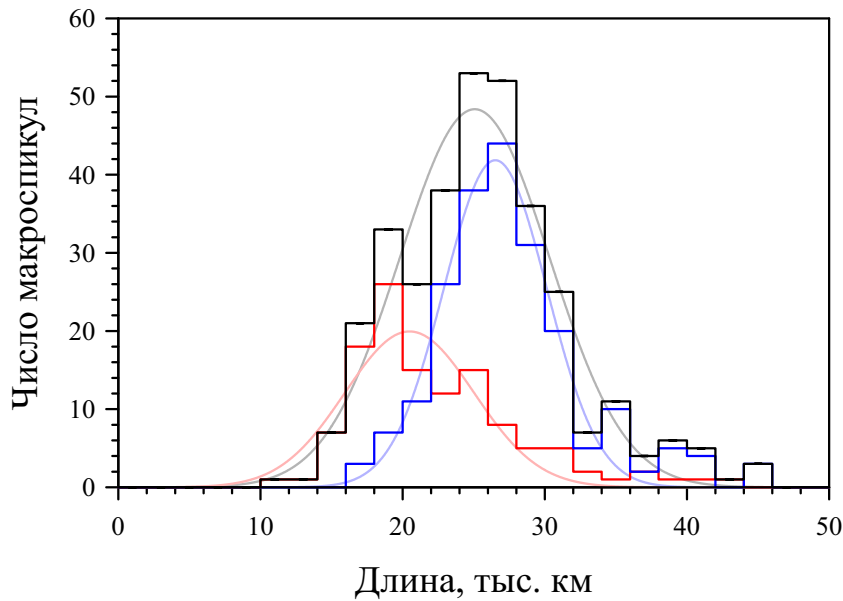


Рисунок 4.6 – Распределение наибольших длин макроспикул. Результат диссертанта из работы [А3].

заклучить, что макроспикулы, по крайней мере с точки зрения их размера, не являются непрерывным продолжением хромосферных спикул.

В целом, полученные значения длин макроспикул находятся в соответствии с результатами предыдущих исследований, суммированных в работе [19], при том что полученные здесь значения стоит рассматривать, по всей видимости, как нижнюю границу длины макроспикул вследствие того, что основания исследованных макроспикул, как правило, были скрыты оптически плотным в линии He II 304 Å веществом хромосферных спикул и, соответственно, могли быть только найдены исходя из экстраполяции оси макроспикулы до точки пересечения с солнечным лимбом, в то время как действительное основание макроспикулы могло располагаться как на диске, так и за лимбом Солнца. При этом вследствие того, что основания макроспикул находятся, по всей видимости, вблизи поверхности Солнца, в проекции на картинную плоскость изображений они с большей вероятностью должны были бы наблюдаться на диске Солнца, чем вне его.

Для оценки влияния данного эффекта была рассмотрена модельная

популяция макроспикул, равномерно распределённых по диску Солнца и имеющих нормальное распределение их длин. При этом параметры этого распределения были подобраны с использованием метода Монте-Карло таким образом, чтобы распределение видимых за лимбом Солнца длин макроспикул из модельной популяции соответствовало полученному здесь распределению. В результате было получено, что измеренные значения длин макроспикул были занижены в среднем на 14 % от их истинного значения. Вследствие того, что начальные скорости и времена жизни макроспикул находились путём экстраполяции профиля движения макроспикулы до моментов его пересечения с солнечным лимбом, указанные величины были также в некоторой степени подвержены влиянию данного эффекта. В соответствии с уравнениями (3.15) и (3.16) связанная с ним погрешность в определении начальных скоростей и времён жизни макроспикул может быть оценена как 7 %.

Другим существенным фактором, вносящем ошибку при определении длин макроспикул, является эффект проекции на картинную плоскость получаемых изображений, в результате которого измеряемые значения длин макроспикул, а также углов наклона их оси, начальных скоростей и ускорений оказываются несколько меньше их действительных значений. Предполагая, что углы наклона макроспикул как в картинной плоскости, так и вдоль луча зрения имеют схожие распределения, можно рассчитать что указанные величины занижены в среднем на $\langle 1/\cos|\alpha| \rangle = 1.03$, где α — измеренные здесь видимые углы наклона макроспикул. Таким образом, ошибка измерений, связанная с эффектом проекции на картинную плоскость изображений, составляет около 3 %.

С учётом вышесказанного, при сравнении полученных здесь результатов с результатами предыдущих исследований макроспикул следует отметить, что средняя длина макроспикул, полученная в работах [18; 19] и составляющая 28.1 тыс. км, лишь на 2.6 тыс. км превышает среднее значение, полученное в настоящем исследовании. Более существенным, однако, является тот факт,

что наибольшая длина макроспикулы, как зарегистрированная работе [18] и равная 60.4 тыс. км, так и в работе [19], равная ~ 65 тыс. км, существенно превышают наибольшее измеренное здесь значение, составляющее 44.6 тыс. км (таблица 4.2), при том что в обоих случаях исследование проводилось на меньшей или, по крайней мере, сравнимой по размеру выборке событий. Такое расхождение в очередной раз подчёркивает важность используемого определения макроспикулы при проведении статистических исследований, поскольку подобные значения длины характерны больше для полярных выбросов, имеющих несколько большие размеры, чем макроспикулы, а также более сложную внутреннюю структуру и динамику.

В сравнении с длинами макроспикул, их наибольшие за время существования ширины имеют существенно меньшие значения, составляющие для 79 % макроспикул от 3 до 6 тыс. км (рисунок 4.7). При этом полученные результаты являются в значительной степени оценкой сверху вследствие особенностей использованной методики измерения, не учитывающей возможных поперечных смещений макроспикулы во время её движения, возможной размытости её границ, а также переменности ширины макроспикулы вдоль её оси. С учётом вышесказанного, измеренные значения ширин макроспикул находятся среди наименьших из когда-либо полученных, с той, однако, оговоркой, что в наиболее ранних наблюдениях макроспикул [15; 291; 292] их наблюдаемая ширина была сравнима с пространственным разрешением приборов, использовавшихся для наблюдений. При этом в более поздних работах [18; 19] измеренные ширины макроспикул составляют в среднем 7.6 тыс. км, при том, что в полученных распределениях макроспикул по их ширине присутствует заметно большая доля более крупных структур.

Помимо этого, не было обнаружено существенного различия в ширине макроспикул, наблюдавшихся в корональных дырах и в областях спокойного Солнца, что, принимая во внимание значительную разницу длин макроспикул в указанных участках солнечной короны, свидетельствует о том, что

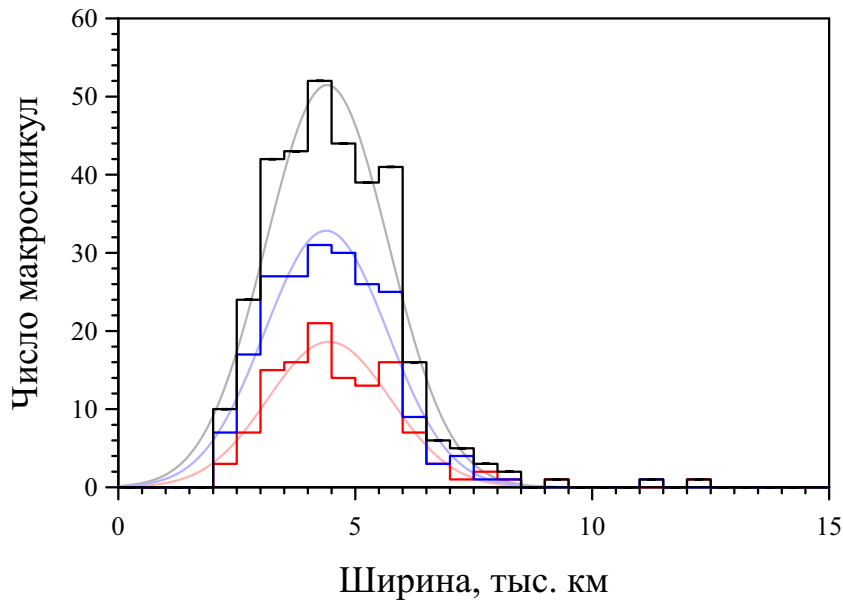


Рисунок 4.7 – Распределение наибольших ширин макроспикул. Результат диссертанта из работы [А3].

макроспикулы в корональных дырах являются скорее более вытянутыми, чем пропорционально увеличенными структурами в сравнении с макроспикулами с спокойных областях. Для изучения данного свойства макроспикул удобно ввести численную характеристику, равную отношению длины макроспикулы к её ширине; гистограмма распределения данной характеристики приведена на рисунке 4.8. Таким образом, было получено, что для 72 % макроспикул отношение их длины и ширины находится в диапазоне от 4 до 8, однако в отдельных случаях может достигать значений до 13.6, что, в купе с визуальным осмотром макроспикул на полученных изображениях, характеризует макроспикулы как прямолинейные и сильно коллимированные потоки вещества.

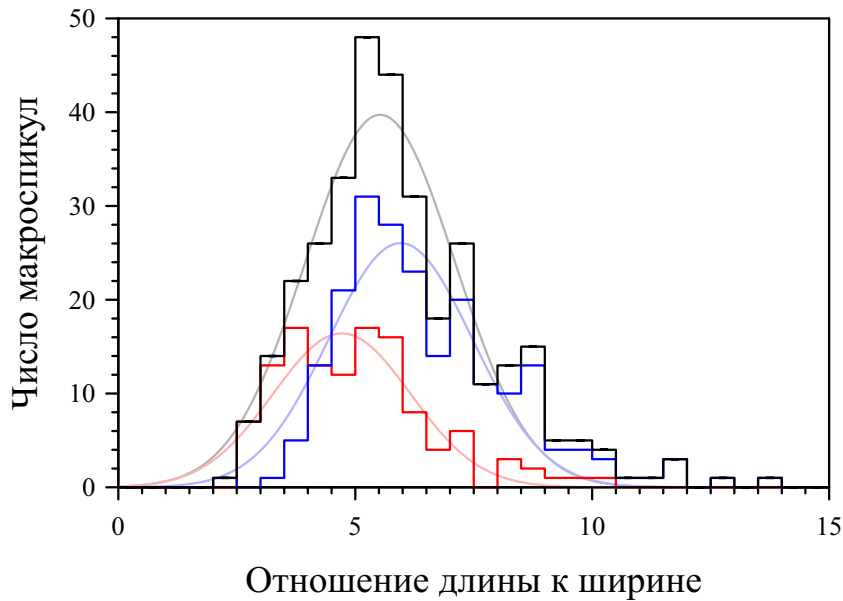


Рисунок 4.8 – Распределение макроспикулов по отношению наибольших длины и ширины. Результат диссертанта из работы [А3].

4.3.3. Распределения динамических характеристик

Характерные времена жизни исследованных макроспикулов составляют около 15 мин, при этом для 67 % макроспикулов времена жизни находятся между 13 и 18 мин (рисунок 4.9). Начальные скорости движения макроспикулов составляют порядка 100 км/с, причём для более чем 86 % макроспикулов данная величина лежит в интервале 70–140 км/с (рисунок 4.10). За исключением работы [18], где был зарегистрирован единственный образец макроспикулы с начальной скоростью движения, равной 335 км/с, и признанный самими авторами вероятным статистическим выбросом, полученные значения в целом соответствует результатам более ранних исследований. Также, как времена жизни, так и начальные скорости движения макроспикулов в корональных дырах в среднем на 10 % превышают соответствующие характеристики, измененные для макроспикулов в областях спокойного Солнца, что отчасти противоречит результатам, полученным в работе [18], где было обнаружено аналогичное

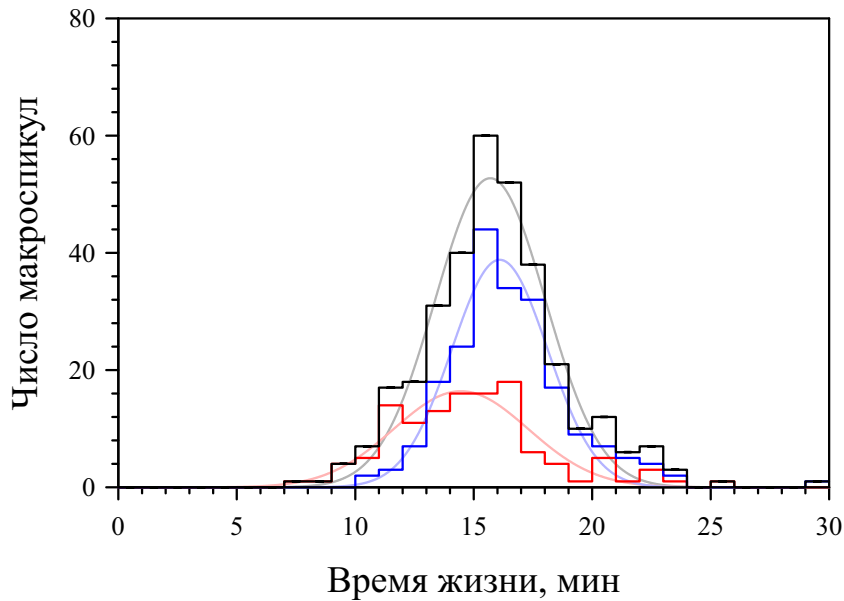


Рисунок 4.9 – Распределение макроспикул по полному времени жизни над лимбом. Результат диссертанта из работы [А3].

различие для начальных скоростей движения макроспикул, однако существенная разница во временах жизни между макроспикулами к корональным дырам и областях спокойного Солнца не наблюдалась. Наконец, стоит отметить, что полученные значения начальной скорости движения макроспикул сравнимы по порядку величины, или же несколько меньше характерной скорости распространения магнитозвуковых колебаний в нижней короне Солнца $c = \sqrt{\gamma k_B T / m} \simeq 150$ км/с, где $\gamma = \frac{5}{3}$ — показатель адиабаты для полностью ионизованной корональной плазмы, k_B — постоянная Больцмана, $T \simeq 10^6$ К — характерная температура короны и $m \simeq 10^{-30}$ г — средняя масса частицы плазмы, в основном состоящей из протонов и электронов [287].

Помимо этого, полученные значения начальной скорости макроспикул близки к характерным скоростям подъёма хромосферных спикул II типа, которые находятся в интервале от 50 до 150 км/с [224; 249; 250; 393]. По сравнению с обыкновенными спикулами, спикулы II типа является значительно более энергетичными, и полностью исчезают в течение 1–2 мин при наблюдении в характерных для хромосферы спектральных линиях, по всей ви-

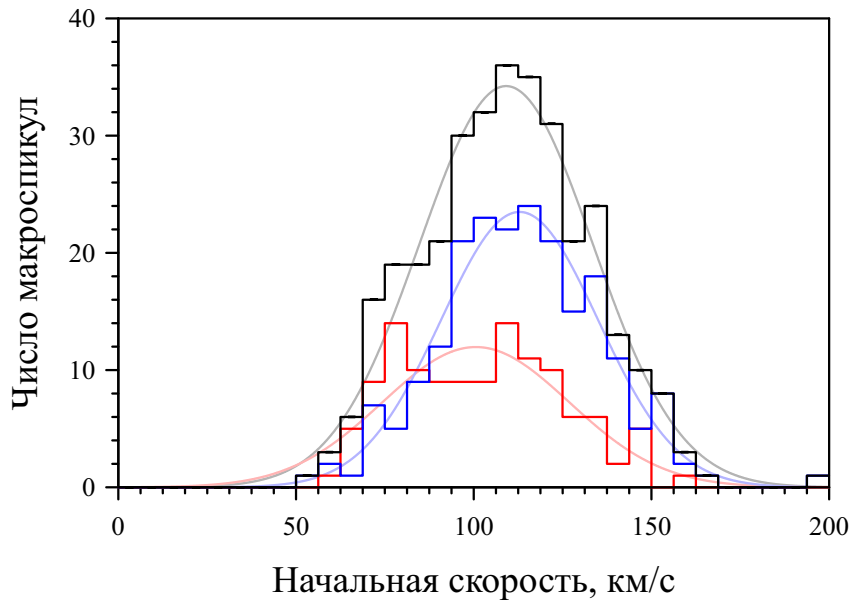


Рисунок 4.10 – Распределение начальных скоростей движения макроспикул. Результат диссертанта из работы [А3].

димости, вследствие нагрева их вещества. При этом в ходе комбинированных наблюдений данной разновидности солнечных джетов с помощью инструментов Hinode/SOT, SDO/AIA и IRIS было зарегистрировано соответствующее излучение нагретой плазмы в спектральных линиях He II 304 Å и Si V 1400 Å, характерных для переходного слоя Солнца, и возбуждаемых при температурах около 8×10^4 К [394; 395]. Следовательно, было бы естественным ожидать, что спиккулы II типа должны обнаруживаться и при их независимом наблюдении в характерных спектральных линиях переходного слоя, чего, однако, до настоящего времени сделано не было. При этом проведённое в работах [257; 396] численное моделирование показало, что вещество спиккул II типа может нагреваться как до температуры переходного слоя, так и до корональных температур; соответственно, была предсказана возможность их наблюдения, например, в линиях Fe IX 171 Å и Fe XII 193 Å, излучение в которых возбуждается при температурах 6.3×10^5 К и 1.2×10^6 К соответственно, что отчасти подтверждается наблюдениями мелкомасштабных горячих структур на диске Солнца, проведёнными в работе [11].

Любопытно также, что при наблюдении в указанных спектральных линиях спикеры II типа имеют профили движения, близкие к параболическим, достигая высот около 16 тыс. км над солнечным лимбом и падая обратно на его поверхность Солнца через 8–14 мин после начала их движения [394; 395]. Несмотря на то, что изучавшиеся в этих работах спикеры II типа имеют несколько меньшие времена жизни и максимальные высоты подъёма, нежели макроспикеры, исследуемые в настоящей работе, можно предположить, что наиболее энергетичные спикеры II типа, которые должны достигать больших высот, быстрее исчезают при наблюдении в линии Ca II H, использовавшейся в указанных выше работах для их обнаружения и идентификации, и, таким образом, с меньшей вероятностью подвергаются обнаружению и последующему изучению. К тому же, в этих исследованиях измерение времени жизни спикеров II типа основывалось на их прямой видимости на изображениях и, таким образом, результаты измерения могли быть несколько занижены, в то время как в данной работе использовался иной метод, основанный на экстраполяции профилей движения макроспикеров. С учётом вышесказанного можно предположить по крайней мере частичное соответствие между изучаемыми здесь макроспикерами и наблюдаемой горячей компонентой спикеров II типа; для подтверждения данного предположения, а также для определения степени такого соответствия необходимы, однако, дальнейшие исследования, включающие в себя тщательный сравнительный анализ указанных классов транзиентных явлений с использованием данных наблюдений в широком спектральном диапазоне. Также, предсказанная возможность наблюдения спикеров II типа в горячих линиях короны ставит вопрос о наличии такого излучения у макроспикеров в случае их взаимной идентификации со спикерами II типа. При этом результаты, полученные в главе 3, могли бы таким образом подтвердить сделанное ранее предположение о существенной роли спикеров II типа в балансе массы и энергии солнечной короны.

Тем не менее, наиболее интересные результаты, полученные в данной

главе, относятся к измерению ускорений большого числа макроспикул, проведённого в настоящей работе впервые. Полученные значения ускорений были распределены в широком диапазоне, и для более чем 73 % макроспикул находились в интервале от 140 до 300 м/с² (рисунок 4.11). Вместе с тем, не наблюдалось существенного различия между макроспикулами в корональных дырах и в областях спокойного Солнца. Исходя из параболических профилей движения макроспикул можно было бы предположить, как это и было сделано ранее в работах [16; 292], что динамика макроспикул имеет чисто баллистический характер, т. е. их движение является свободным в поле тяготения Солнца, и полностью определяется начальной скоростью движения и локальным наклоном магнитных силовых линий, вдоль которых движется частично ионизованное вещество макроспикулы.

При таком рассмотрении, ускорение макроспикулы a должно быть связано с углом наклона её оси α соотношением $a = g_{\odot} \cos \alpha < g_{\odot}$, где $g_{\odot} = 274 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения вблизи поверхности Солнца. Однако для 94 макроспикул, или для 28.5 % от общего их числа, измеренное значение ускорения превышало ускорение свободного падения g_{\odot} ; при этом наибольшее из зарегистрированных значений ускорения составляло $563 \pm 21 \text{ м/с}^2$, что явно не соответствует предполагавшемуся ранее баллистическому характеру движения макроспикул и указывает на неприменимость описанной выше модели для описания их динамики. В то же время, наименьшее из измеренных значений ускорения макроспикул составляло $56.1 \pm 1.4 \text{ м/с}^2$, чему, в случае баллистического движения макроспикулы, должен был бы соответствовать угол наклона её оси, равный $78.2 \pm 0.3^{\circ}$, что также кажется крайне маловероятным в свете того, что наибольшее видимое отклонение оси макроспикулы от нормали, полученное в настоящем исследовании, не превышало 40° .

Вероятно, более корректным способом оценить, в какой мере баллистическая модель движения, при которой вещество макроспикулы свободно

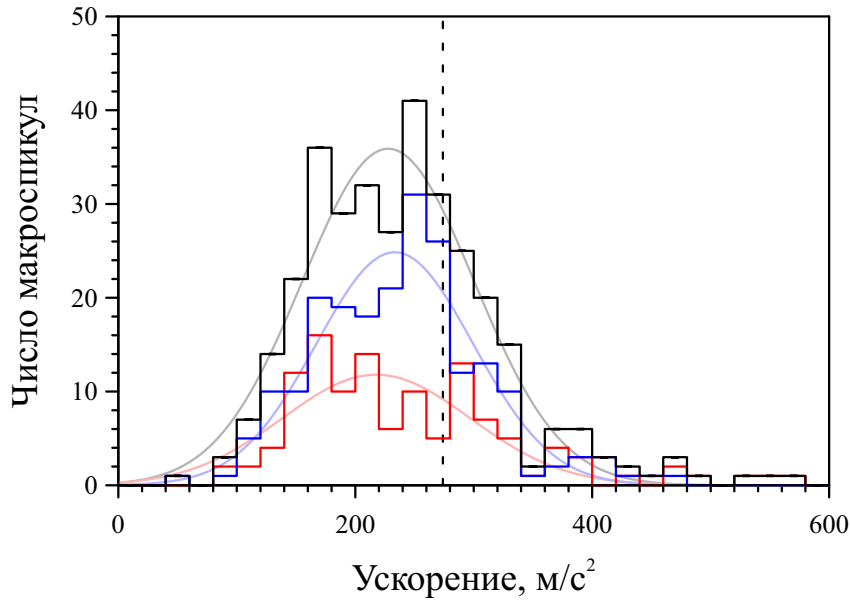


Рисунок 4.11 – Распределение ускорений движения макроспикул. Пунктирной линией обозначено ускорение свободного падения на поверхности Солнца $g_{\odot} = 274 \text{ м/с}^2$. Результат диссертанта из работы [А3].

движется в гравитационном поле Солнца вдоль магнитных силовых линий, применима для описания её движения может являться сравнение потенциальной энергии некоторого элементарного количества вещества макроспикулы при достижении им высшей точки своей траектории и кинетической энергии того же количества вещества непосредственно в начале движения макроспикулы. При этом отношение указанных величин $\xi = 1$ соответствовало бы чисто баллистическому движению макроспикулы, в то время как $\xi > 1$ означало бы потерю энергии макроспикулой по мере своего движения и, напротив, $\xi < 1$ свидетельствовало бы о наличии некоторой добавочной движущей силы, сообщаемой веществу макроспикулы дополнительное ускорение, направленное против гравитационного притяжения Солнца, и позволяющей макроспикуле достигать больших высот, чем можно было бы ожидать исходя из её начальной скорости. Принимая во внимание уравнения (3.16), (3.19) и (3.20), несложно получить, что

$$\xi = \frac{\varepsilon_{\text{кин}}}{\varepsilon_{\text{пот}}} = \frac{v_{\text{нач}}^2}{2g_{\odot}h_{\text{макс}}} = \frac{a}{g_{\odot} \cos \alpha}, \quad (4.1)$$

где $\varepsilon_{\text{кин}}$ и $\varepsilon_{\text{пот}}$ — кинетическая и потенциальная энергия элементарного количества вещества макроспикулы соответственно, $v_{\text{нач}}$ — начальная скорость её движения, $h_{\text{макс}}$ — высота наибольшего подъёма макроспикулы, a — ускорение движения макроспикулы и α — угол наклона её оси. Из полученного соотношения также следует, что рассматриваемый подход в целом эквивалентен сравнению видимого ускорения макроспикулы с проекцией ускорения свободного падения вблизи поверхности Солнца на наклонную ось макроспикулы, равной $g_{\odot} \cos \alpha$. С учётом вышесказанного было получено, что по крайней мере 117 из исследованных макроспикул, или 35.5 % от их общего числа, имели ускорения, которые невозможно объяснить воздействием одной лишь силы гравитационного притяжения Солнца даже в том случае, если угол наклона их оси вдоль луча зрения равен нулю, чему в рассматриваемой модели соответствует значение $\xi > 1$ (рисунок 4.12).

4.3.4. Взаимные корреляции величин

Линейные коэффициенты корреляции r для всех пар основных измеренных характеристик макроспикул приведены в таблицах 4.5–4.7. Графики зависимостей, в которых хотя бы для одной из рассматриваемых групп макроспикул корреляция рассматриваемой пары характеристик была бы существенной ($|r| \geq 0.3$), показаны на рисунках 4.13–4.14 и 4.16–4.23. При этом если одна из попарно рассматриваемых величин была строго больше нуля, в то время как другая могла принимать как положительные, так и отрицательные значения, для расчёта коэффициентов корреляции брались абсолютные значения второй величины.

При количественном изучении того, как основные характеристики макроспикул меняются в зависимости от их положения на поверхности Солнца

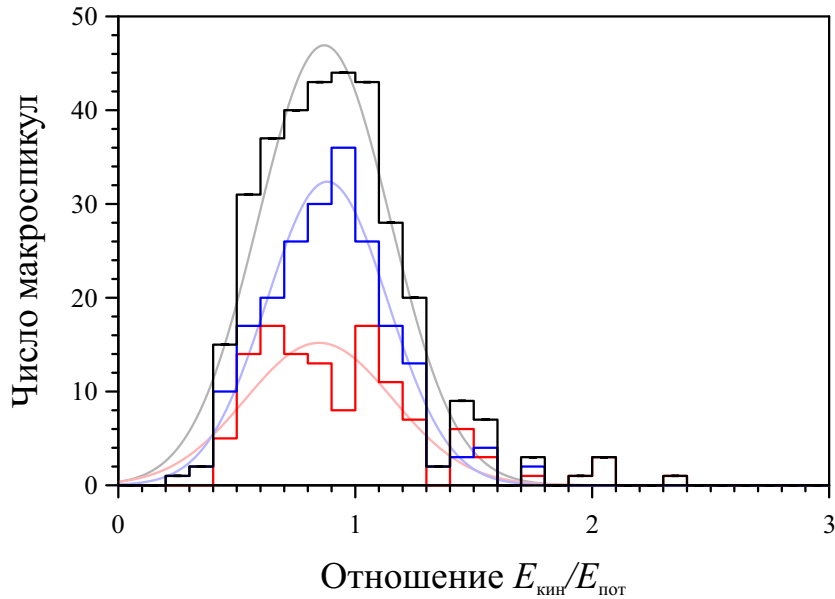


Рисунок 4.12 – Распределение макроспикулов по отношению начальной кинетической и конечной гравитационной энергий. Результат диссертанта из работы [А3].

необходимо, прежде всего, зафиксировать точку отсчёта для численного описания их положения на лимбе. Здесь, как и прежде, оказывается удобным принять за точку отсчёта либо экватор, либо полюса Солнца, естественным образом определяющие возможные симметрии солнечной поверхности. Таким образом, была установлена умеренная ($0.5 \leq |r| \leq 0.7$) корреляция для макроспикулов, наблюдавшихся в корональных дырах, между их положением на лимбе, которое определялось полярным углом φ^* , отсчитанном от ближайшего полюса, и углом наклона их оси относительно нормали α (рисунок 4.13). При аппроксимации указанной зависимости линейной функцией вида $\alpha = k\varphi^*$ был получен коэффициент пропорциональности $k = 1.01 \pm 0.02$, близкий к единице. Также, наблюдается слабая ($0.3 \leq |r| \leq 0.5$) обратная корреляция между длиной макроспикулов и расстоянием до ближайшего полюса для всего ансамбля макроспикулов, не наблюдающаяся, однако для каждой из рассматриваемых групп в отдельности (рисунок 4.14), что, вне всякого сомнения, объясняется тем, что макроспикулы в корональных дарах, являющиеся, как правило, более

Таблица 4.5 – Попарные коэффициенты корреляции основных характеристик макроспикул для полного ансамбля событий. Результат диссертанта из работы [А3].

	Полярный угол ^а	Наклон оси ^а	Наибольшая длина	Наибольшая ширина	Время жизни	Начальная скорость
Ускорение	0.13	−0.02	0.13	−0.10	−0.77	0.81
Начальная скорость	−0.13	0.00	0.67	0.09	−0.36	
Время жизни	−0.29	0.07	0.43	0.25		
Наибольшая ширина	0.01	0.11	0.31			
Наибольшая длина	−0.35	0.05				
Наклон оси ^а	0.09					

^а Здесь и далее в таблицах 4.6–4.7 при расчёте корреляций брались абсолютные значения углового расстояния до ближайшего полюса и угла наклона макроспикулы за исключением расчёта их взаимной корреляции.

протяжёнными образованиями, сосредоточены вблизи полюсов Солнца.

Стоит отметить, что аналогичная описанной выше зависимость между углом наклона оси макроспикулы и угловым расстоянием от её основания до полюса была также обнаружена для 36 макроспикул, рассмотренных ранее в главе 3, и наблюдавшихся в корональной дыре вблизи северного полюса Солнца (рисунок 4.15). В этом случае коэффициент пропорциональности составлял $k = 1.07 \pm 0.03$, что хорошо совпадает с полученным выше значением, однако зависимость является значительно более выраженной, с коэффициентом корреляции, равным $r = 0.9$, вероятно вследствие меньшего временного разброса использованных в этом случае наблюдений. Наконец, схожая картина наблюдалась ранее и для хромосферных спикул [221; 397].

Таблица 4.6 – Попарные коэффициенты корреляции основных характеристик макроспикул в корональных дырах. Результат диссертанта из работы [А3].

	Полярный угол	Наклон оси	Наибольшая длина	Наибольшая ширина	Время жизни	Начальная скорость
Ускорение	0.01	−0.03	0.33	−0.02	−0.80	0.89
Начальная скорость	0.09	0.05	0.71	0.16	−0.53	
Время жизни	0.06	0.09	0.18	0.21		
Наибольшая ширина	0.23	0.13	0.38			
Наибольшая длина	0.16	0.14				
Наклон оси	0.52					

Принимая, что частично ионизованное вещество макроспикул в корональных дырах движется преимущественно вдоль открытых магнитных силовых линий, можно считать, что данная зависимость отражает глобальную конфигурацию магнитного поля Солнца вблизи его полюсов [398]. В таком случае, полученное значение коэффициента пропорциональности значительно больше, чем предполагает расхождение магнитных силовых линий вблизи полюсов при дипольной конфигурации глобального магнитного поля Солнца, которой соответствовал бы $k = \frac{1}{2}$, однако несколько меньше, чем при квадрупольной конфигурации, в случае которой следовало бы ожидать значение $k = \frac{4}{3}$ (соответствующие графики приведены для сравнения на рисунке 4.15 в виде серых штриховой и штрихпунктирной линий), что свидетельствует о том, что глобальное магнитное поле в рассматриваемый период, совпадающий с фазой роста цикла солнечной активности, по всей видимости, являлось суммой нескольких мультипольных мод. К сожалению, одно лишь измерения угла наклона силовых линий на уровне фотосферы не достаточно

Таблица 4.7 – Попарные коэффициенты корреляции основных характеристик макроспикул в областях спокойного Солнца. Результат диссертанта из работы [А3].

	Полярный угол	Наклон оси	Наибольшая длина	Наибольшая ширина	Время жизни	Начальная скорость
Ускорение	0.20	−0.03	−0.02	−0.20	−0.77	0.81
Начальная скорость	0.04	0.09	0.55	0.03	−0.35	
Время жизни	−0.25	0.20	0.57	0.37		
Наибольшая ширина	−0.22	0.05	0.37			
Наибольшая длина	−0.20	0.23				
Наклон оси	0.00					

для получения полного мультипольного разложения глобального магнитного поля Солнца, для чего требуются более детальные и специализированные исследования [399].

Помимо этого, была обнаружена попарная корреляция между наибольшей длиной, временем жизни и начальной скоростью макроспикул (рисунки 4.16–4.18), что, вообще говоря, является ожидаемым результатом если принять во внимание, что более сильные струи вещества, обладающие, соответственно, большей начальной скоростью движения, должны достигать больших высот над поверхностью Солнца и, как следствие, их движение будет занимать больший интервал времени. Однако, сила измеренных корреляций неодинакова для каждой из рассматриваемых групп макроспикул. В то время как для макроспикул в корональных дырах наблюдается сильная ($|r| \geq 0.7$) зависимость между наибольшей длиной и начальной скоростью движения, зависимость между наибольшей длиной макроспикулы и её временем жизни

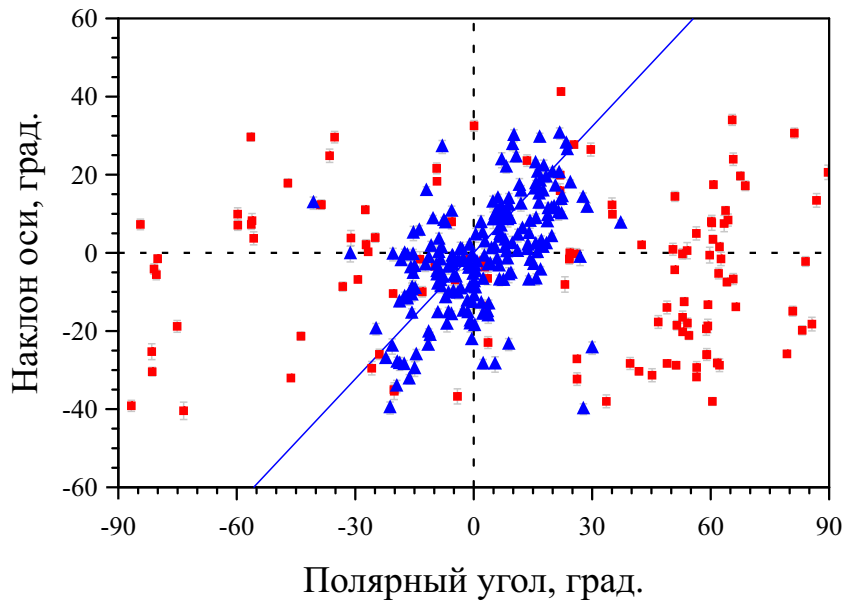


Рисунок 4.13 – Зависимость между положением макроспикул на лимбе и углом наклона их оси относительно нормали. Здесь и далее на рисунках 4.14, 4.16–4.23 синими треугольниками обозначены макроспикулы в корональных дырах, красными квадратами — макроспикулы в областях спокойного Солнца. Линейные аппроксимации выраженных ($|r| \geq 0.3$) зависимостей для всего ансамбля макроспикул, а также для макроспикул в корональных дырах и в областях спокойного Солнца показаны серой, светло-синей и светло-красной линиями соответственно. Кресты ошибок показаны светло-серым цветом. Результат диссертанта из работы [А3].

практически отсутствует; напротив, для макроспикул в спокойных областях Солнца сила указанных зависимостей является более сбалансированной. Была также обнаружена слабая зависимость между наибольшими измеренными длинами и ширинами макроспикул (рисунок 4.19), наблюдавшаяся в равной степени для всех групп макроспикул, что свидетельствует о том, что более продолговатые макроспикулы всё же являются и несколько более крупными в целом, хоть и в малой степени. Наконец, была обнаружена слабая корреляция между наибольшей шириной макроспикулы и её временем жизни для макроспикул, наблюдавшихся в спокойных областях Солнца (рисунок 4.20),

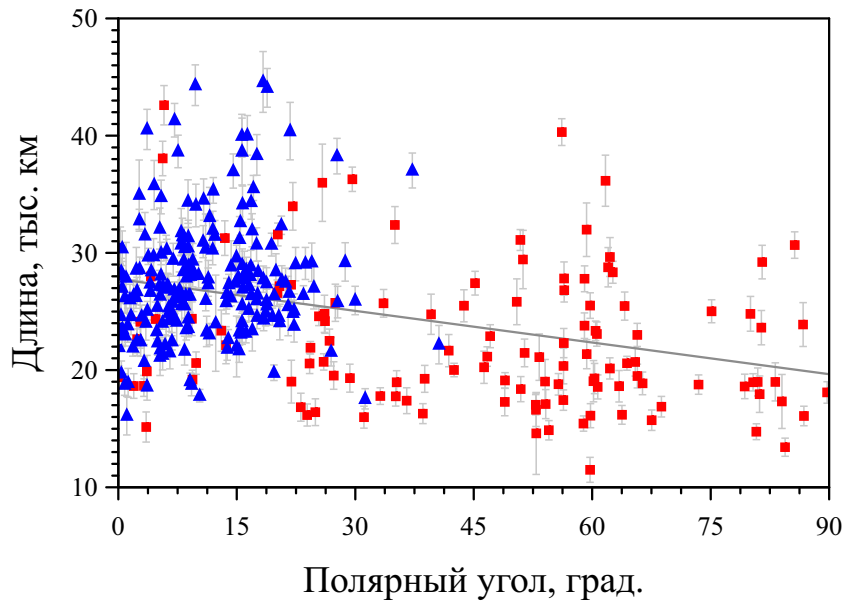


Рисунок 4.14 – Зависимость между положением макроспикул на лимбе и их наибольшей длиной. Результат диссертанта из работы [А3].

проявляющаяся, по всей видимости, вследствие совокупности рассмотренных выше зависимостей.

Немаловажным является также и то обстоятельство, что не наблюдалось хоть сколько-нибудь существенной зависимости между углом наклона оси макроспикул и их ускорением. Даже не смотря на то, что полный угол наклона изученных макроспикул в трёх изменениях остался неизвестным, такая зависимость должна была бы присутствовать в случае баллистического характера движения макроспикул вследствие ожидаемой симметрии азимутальных направлений отклонения макроспикул относительно нормали к солнечной поверхности. Разумеется, более корректным было бы рассматривать корреляцию ускорения не с собственно углом наклона оси макроспикулы, а с его косинусом, поскольку в случае чисто баллистического движения макроспикулы её ускорение определяется соотношением $a = g_{\odot} \cos \alpha$, где $g_{\odot} = 274 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения вблизи поверхности Солнца и α — угол наклона оси макроспикулы. Однако даже в этом случае значения коэффициента корреляции оставались пренебрежимо малыми, составляя, в

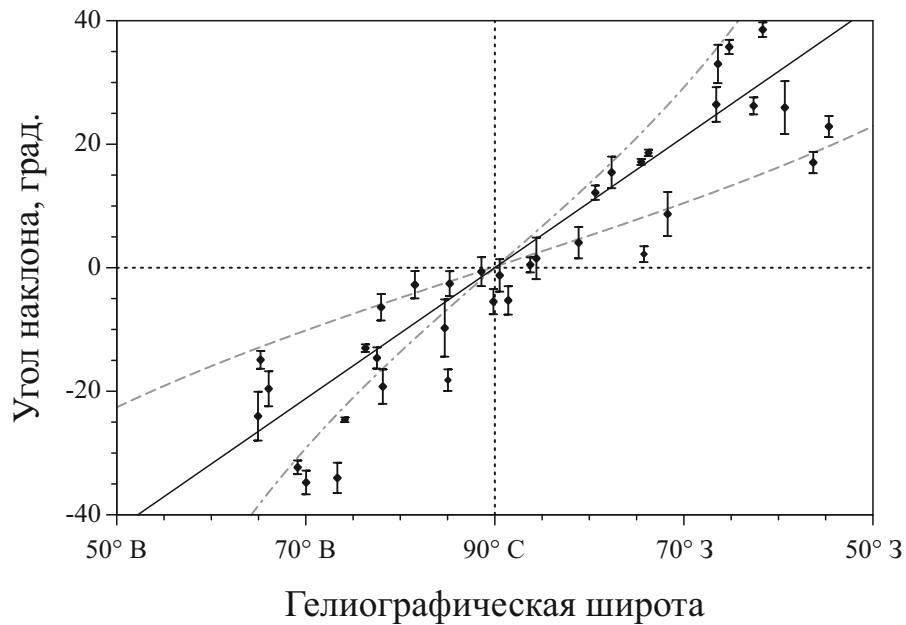


Рисунок 4.15 – Зависимость угла наклона оси от углового расстояния до полюса для 36 макроспикул из полярной корональной дыры, изученных в главе 3. Угол наклона отсчитывался по часовой стрелке относительно нормали к поверхности Солнца. Чёрной линией показана линейная аппроксимация по данным наблюдений. Для сравнения, серой штриховой линией показана аналогичная зависимость для наклона силовых линий в случае квадрупольной конфигурации магнитного поля, штрихпунктирной линией — в случае квадрупольной. Обозначения: В — восточное полушарие, З — западное, С — северный полюс Солнца. Результат диссертанта из работы [A2].

последнем случае, 0.04 для всех групп макроспикул, 0.06 для макроспикул в корональных дырах и 0.05 для макроспикул в областях спокойного Солнца. Таким образом, принимая также во внимание и тот установленный выше факт, что наблюдаемые углы наклона для значительной части макроспикул недостаточны, чтобы объяснить наиболее низкие из измеренных значений их ускорений, и, в то же время, значительное число макроспикул имеют ускорения, большие, чем это возможно в случае их свободного движения в гравитационном поле Солнца, следует заключить, что движение макроспикул не является чисто баллистическим.

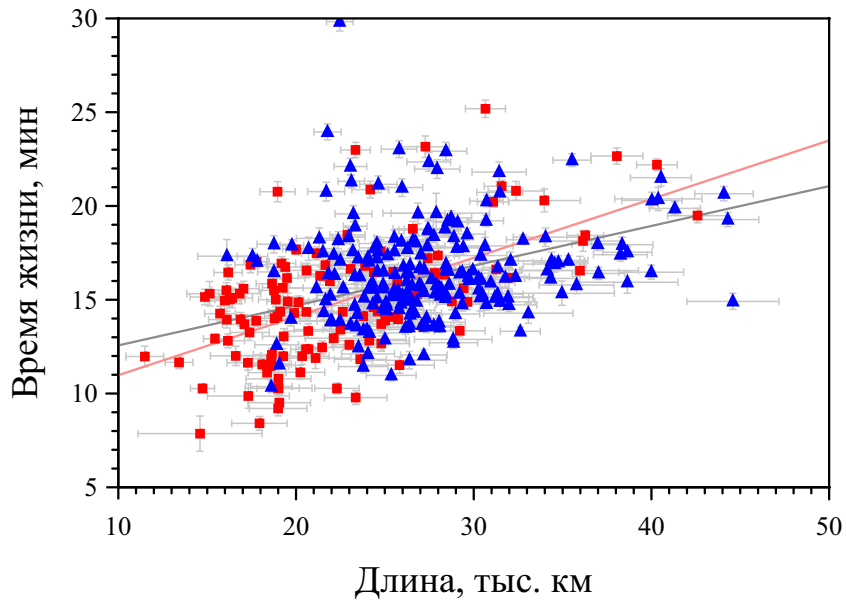


Рисунок 4.16 – Зависимость между наибольшей длиной макроспикул и их полным временем жизни. Результат диссертанта из работы [А3].

В свете данного обстоятельства особый интерес представляют обнаруженная сильная обратная зависимость между ускорением макроспикулы и её временем жизни (рисунок 4.21) и, в особенности, наиболее выраженная из всех обнаруженных взаимозависимостей — между ускорением и начальной скоростью движения (рисунок 4.22). Последняя зависимость может быть выражена линейной функцией вида

$$v_{\text{нач}} = pa + q. \quad (4.2)$$

Значения углового коэффициента p и показателя ординаты q , полученные в результате линейной аппроксимации, представлены в таблице 4.8 как для всего ансамбля, так и для макроспикул в корональных дырах и в областях спокойного Солнца. Обе указанные зависимости являются более выраженными для макроспикул в корональных дырах, при этом для этой же группы макроспикул обнаруживается также слабая корреляция между ускорением и наибольшей длиной (рисунок 4.23), которая, вероятно, является следствием более сильной зависимости между длиной и начальной скоростью движения для макроспикул в корональных дырах.

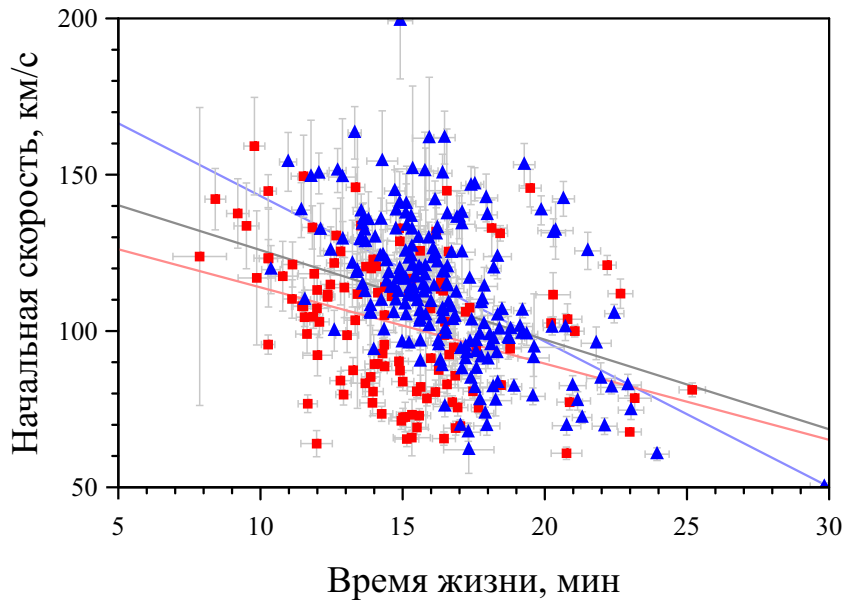


Рисунок 4.17 – Зависимость между полным временем жизни макроспикулов и начальной скоростью движения. Результат диссертанта из работы [А3].

Стоит отметить, что аналогичная зависимость между начальной скоростью и ускорением обнаруживается также для 15 макроспикулов из числа рассмотренных ранее в главе 3, для которых были получены значения начальной скорости и ускорения путём аппроксимации профилей их движения (рисунок 4.24). При аппроксимации этой зависимости линейной функцией вида (4.2) были получены значения коэффициентов $p = 340 \pm 10$ с и $q = 51.3 \pm 1.9$ км/с, близкие к полученным в данной главе; при этом угловой коэффициент зависимости p совпадает, в пределах погрешности, с полученным здесь значением для макроспикулов в корональных дырах, в то время как показатель ординаты q больше соответствует полученному выше значению для макроспикулов в областях спокойного Солнца. Коэффициент корреляции, в данном случае, также является достаточно высоким, и имеет значение $r = 0.85$.

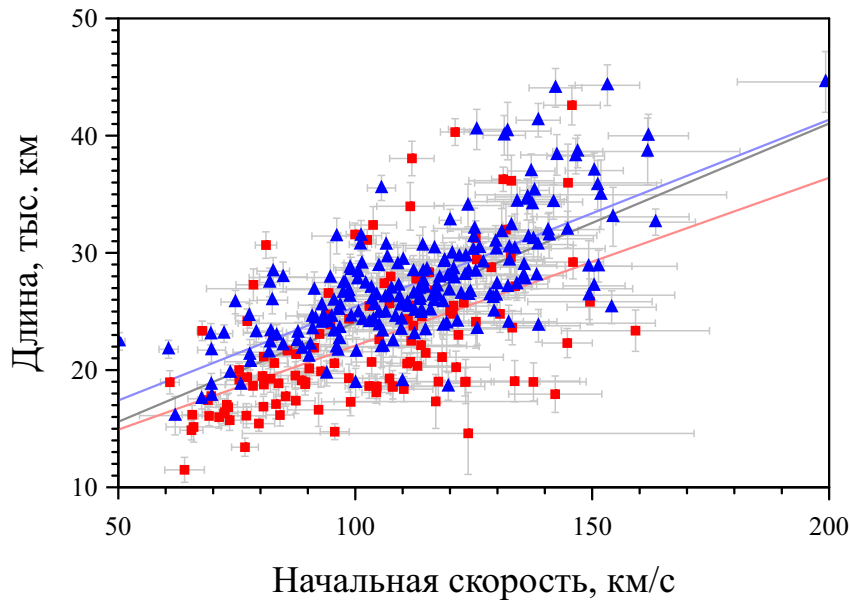


Рисунок 4.18 – Зависимость между начальной скоростью движения макроспикул и их наибольшей длиной. Результат диссертанта из работы [А3].

4.3.5. Вероятный механизм движения

Обнаруженная выше, весьма нехарактерная для баллистического движения зависимость между ускорением и начальной скоростью движения макроспикул наблюдалась ранее и для ряда хромосферных джетов — динамических фибрилл в активных областях и хромосферных узелках в областях спокойного Солнца на диске, а также для обыкновенных спикул на лимбе, — которые, как и макроспикулы, часто имеют параболические профили движения, при том что соответствующие значения ускорения, как правило, плохо согласуются с баллистической моделью [224; 249; 400–402]. В этих работах было показано, что, напротив, подобная динамика хорошо объясняется моделью периодических магнитозвуковых ударных волн, что впоследствии было также подтверждено результатами численного моделирования [403; 404]. В этой модели, впервые предложенной для объяснения динамики хромосферных джетов в работах [405; 406], холодное вещество джета повторяет пилообразный

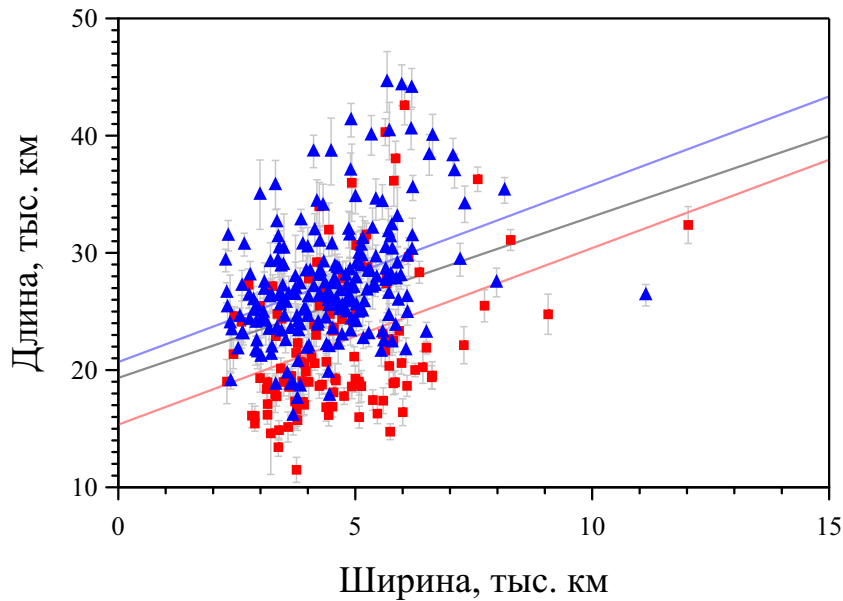


Рисунок 4.19 – Зависимость между наибольшей шириной и наибольшей длиной макроспикул. Результат диссертанта из работы [А3].

профиль скоростей медленной магнитозвуковой ударной волны, в результате чего уменьшение скорости джета носит линейный характер, чему, в свою очередь, соответствует параболический профиль его движения. Источником дополнительной движущей силы, обсуждавшейся выше в разделе 4.3.3, в данном случае является добавочный градиент давления плазмы, возникающий за фронтом ударной волны.

При наиболее простом рассмотрении [403; 407] в течение периода ударной волны T скорость джета уменьшается линейно от начального значения $v_{\text{нач}}$ до конечного значения $v_{\text{кон}} = -v_{\text{нач}}$ с постоянным ускорением $-a$, из чего очевидным образом следует соотношение

$$v_{\text{нач}} = \frac{T}{2} a. \quad (4.3)$$

В случае, если значения периодов ударных волн не распределены по ансамблю джетов случайным образом, а находится в достаточно узком интервале вблизи некоторого среднего, или основного периода $T_{\text{осн}}$, и возникает линейная зависимость между начальной скоростью движения джета и его ускорением, причём угловой коэффициент этой зависимости p связан с основным периодом

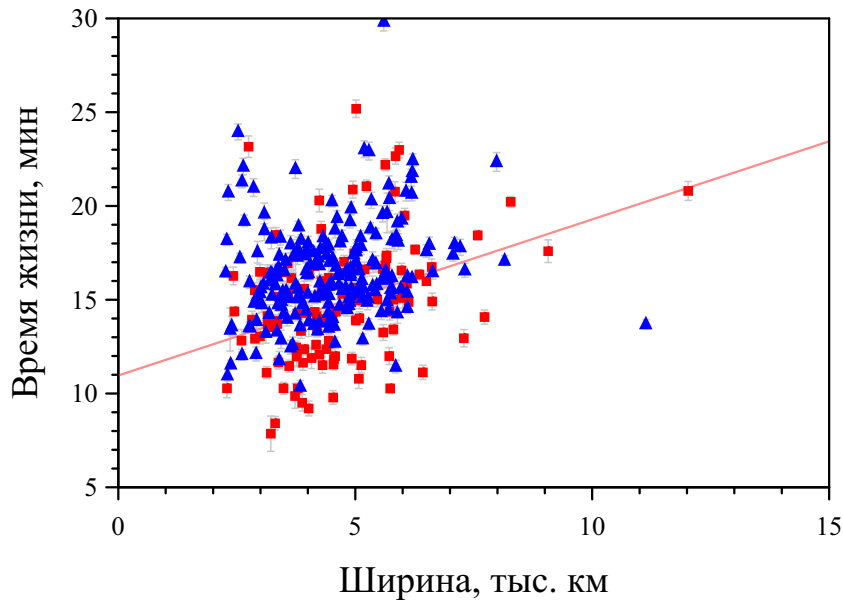


Рисунок 4.20 – Зависимость между наибольшей шириной и временем жизни макроспикул. Результат диссертанта из работы [А3].

магнитозвуковых ударных волн соотношением $p = \frac{T_{\text{осн}}}{2}$. Соответственно, для исследуемой здесь популяции макроспикул основной период порождающих их ударных волн составлял около 10 мин, причём наблюдалось существенное различие периода в зависимости от места наблюдения макроспикул: так, в корональных дырах основной период ударных волн был на 39 % выше, чем в областях спокойного Солнца (таблица 4.8).

Таким образом, период магнитозвуковых ударных волн, порождающих макроспикулы, в несколько раз превышает характерные периоды ударных волн в случае хромосферных джетов, значения которых, исходя из данных предыдущих исследований [224; 249; 401; 402], находятся в интервале 1–2 мин (таблица 4.9). Отчасти, данное различие можно объяснить применением различных методик измерения начальной скорости джетов: в то время как в указанных работах определялась наибольшая наблюдаемая скорость, в настоящей работе начальная скорость находилась путём экстраполяции параболического профиля движения макроспикулы. Однако представляется маловероятным, что данное методологическое расхождение способно объяс-

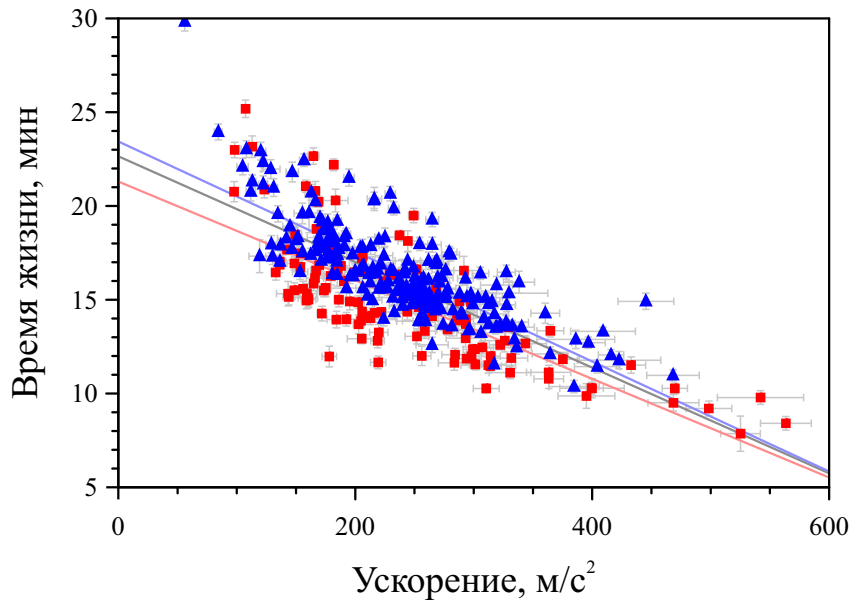


Рисунок 4.21 – Зависимость между ускорением и временем жизни макроспикул. Результат диссертанта из работы [А3].

нить столь существенную разницу в измеряемых периодах ударной волны, источник которой, по всей видимости, следует искать в различных механизмах формирования магнитозвуковых ударных волн, участвующих в образовании макроспикул и хромосферных джетов.

Предполагается, что источником ударных волн, порождающих обыкновенные спикулы, а также иные указанные выше разновидности хромосферных джетов, является p -мода фотосферных колебаний, проникающая в верхние слои атмосферы за счёт большего верхнего порогового значения для периода магнитозвуковых волн, распространяющихся вдоль наклонных силовых линий магнитного поля, где происходит преобразование соответствующих колебаний в магнитозвуковые ударные волны вследствие резкого падения плотности вещества на границе с короной [408–411]. По всей видимости, в случае макроспикул данный механизм является малоприменимым.

В то же время, выше высказывалось предположение о возможном, по крайней мере частичном частичном пересечении популяций макроспикул и спикул II типа. При этом механизм образования спикул II типа остаётся до

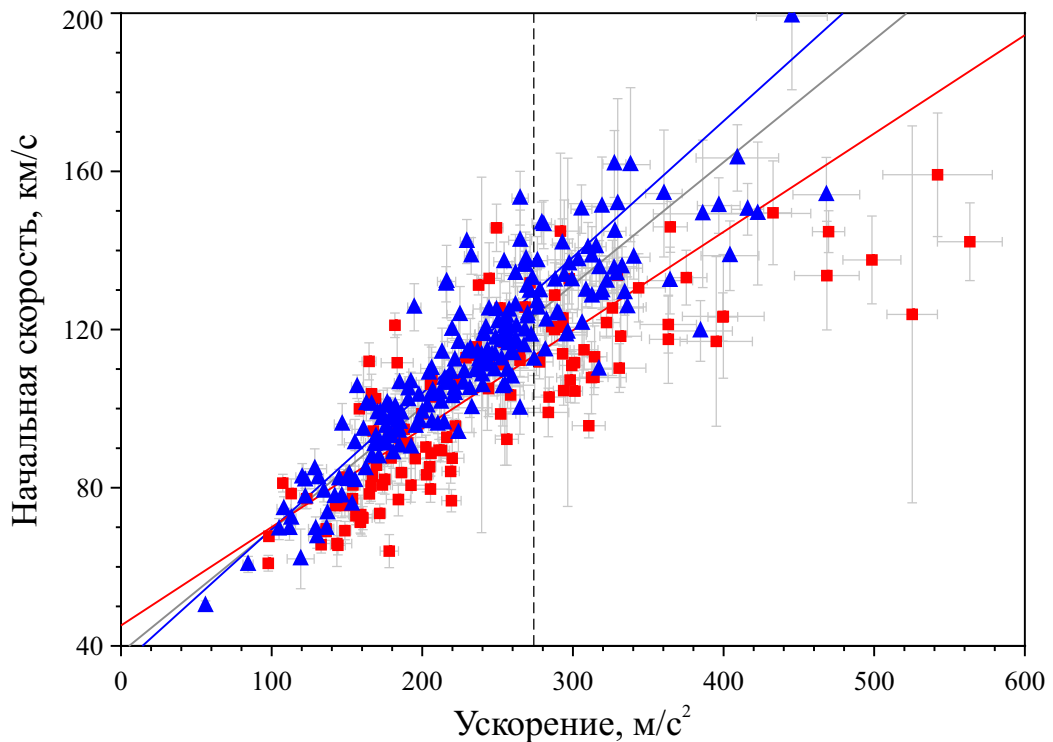


Рисунок 4.22 – Зависимость между начальной скоростью макроспикул $v_{\text{нач}}$ и их ускорением a . Ускорение свободного падения вблизи поверхности Солнца $g_{\odot} = 247 \text{ м/с}^2$ отмечено штриховой линией. Результат диссертанта из работы [А3].

сих пор неизвестным, хотя предполагается, что данный тип солнечных джетов появляется в результате мелкомасштабного, низко-лежащего спорадического пересоединения магнитных силовых линий, так как именно оно может обеспечить достаточно высокие начальные скорости движения, характерные для данного типа джетов [249; 250]. Проведённое в последнее время численное моделирование показало, что возможен и иной механизм, при котором происходит высвобождение натяжения силовых линий поля, которому способствует амбиполярная диффузия в частично ионизованной плазме [412]. Любопытно, что в этой модели, помимо прочего, происходит генерация магнитозвуковых ударных волн, участвующих в движении вещества спикюлы. Тем не менее, остаётся неясным, как этот, или основанный на пересоединении механизмы могли бы объяснить присутствие основного периода у порождающих макро-

Таблица 4.8 – Значения линейных коэффициентов p и q в случае исследованных в данной работе макроспикул и соответствующий им основной период магнитозвуковой ударной волны. Результат диссертанта из работы [А3].

Группа макроспикул	Угловой коэффициент p , с	Показатель ординаты q , км/с	Основной период $T_{\text{осн}}$, мин
Полный ансамбль	310.0 ± 4.4	38.3 ± 0.9	10.3 ± 0.1
В корональных дырах	344.0 ± 5.7	35.1 ± 1.2	11.5 ± 0.2
В областях спокойного Солнца	248.8 ± 6.9	45.2 ± 1.3	8.3 ± 0.2

спикулы и, возможно, спикулы II типа ударных волн.

Помимо проблемы происхождения порождающих макроспикулы магнитозвуковых ударных волн, описанная модель также не объясняет присутствие отличного от нуля показателя ординаты q в зависимости $v_{\text{нач}}(a)$ как для исследуемых в настоящей работе макроспикул, так и для изученных ранее хромосферных джетов (таблицы 4.8 и 4.9). Указанное несоответствие тесно связано с тем обстоятельством, что полученное значение основного периода ударных волн заметно меньше среднего по ансамблю времени жизни макроспикул $\Delta t_{\text{жиз}}$. Действительно, согласно рассматриваемой модели, а также исходя из параболического профиля движения макроспикул, должно выполняться равенство $T = 2v_{\text{нач}}/a = \Delta t_{\text{жиз}}$, непосредственно следующее из уравнений (3.15), (3.16) и (4.3) и в явном виде выражающее допущение рассматриваемой модели о том, что всё движение макроспикулы осуществляется в течение одного периода ударной волны. Как следствие, среднее по ансамблю время жизни макроспикулы и измеренное значение основного периода магнитозвуковых ударных волн должно совпадать.

Отчасти данное расхождение можно объяснить влиянием систематических ошибок измерения. С одной стороны, эффект проекции на картинную плоскость изображений в одинаковой мере сказывается на измеряемых значе-

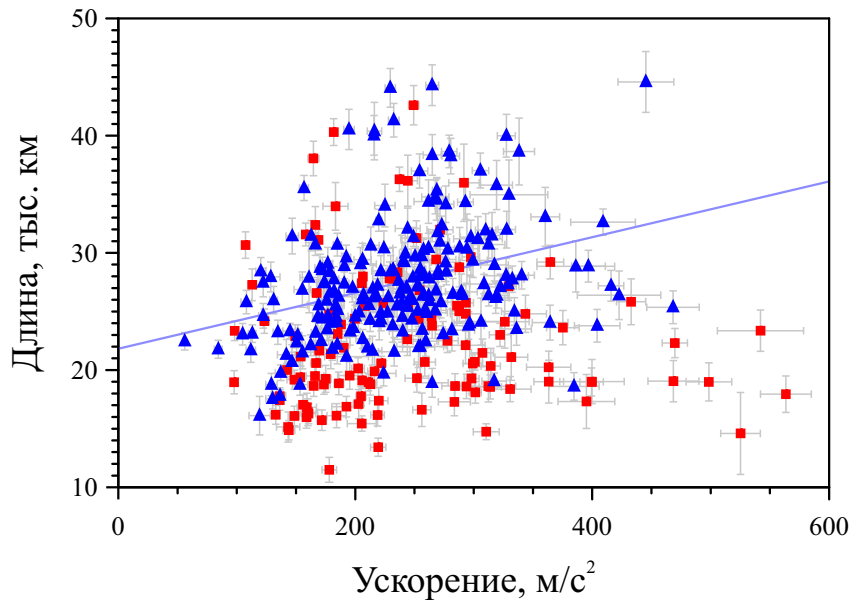


Рисунок 4.23 – Зависимость между ускорением и наибольшей длиной макроспикул. Результат диссертанта из работы [А3].

ниях как начальной скорости, так и ускорения, и, таким образом, не влияет на полученное значение углового коэффициента p и, соответственно, основного периода ударных волн $T_{\text{осн}}$. В то же время полученное значение показателя ординаты q является вследствие данного эффекта заниженным. С другой стороны, измеренное значение начальной скорости макроспикул, как было отмечено выше (раздел 4.3.2), является заниженным вследствие того, что действительное положение оснований исследуемых здесь макроспикул не наблюдалось. Как следствие, значения обоих коэффициентов p и q , а также основного периода ударных волн $T_{\text{осн}}$ являются также заниженными; при этом, согласно приведённым выше оценкам, влияние данного фактора является наиболее существенным.

Путём проведения процедуры экстраполяции профилей движения макроспикул до различных высот относительно солнечного лимба было получено, что для обращения за счёт данного эффекта показателя ординаты q в ноль основания макроспикул должны были бы располагаться, в среднем, значительно выше уровня хромосферы и, в отдельных случаях, выше наибольшей высоты

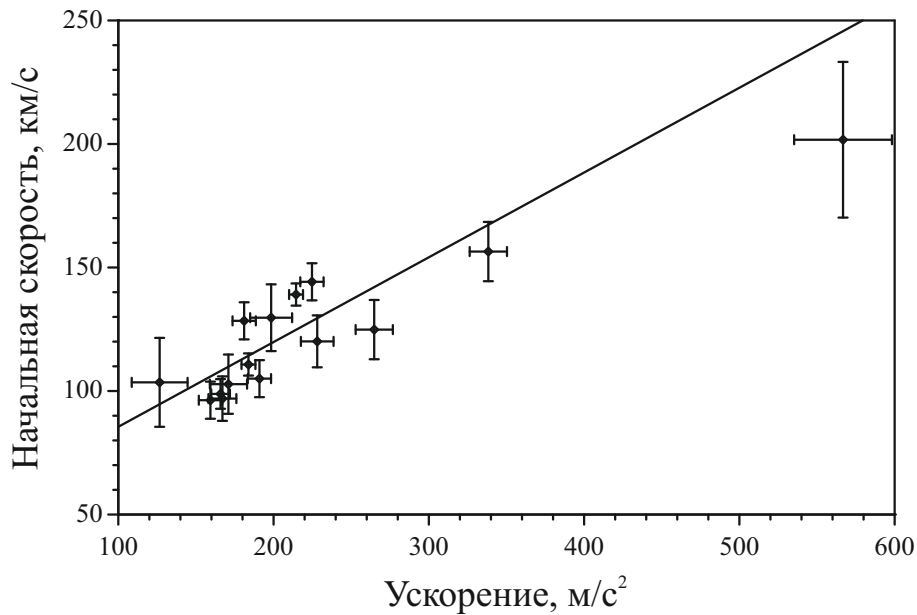


Рисунок 4.24 – Зависимость между начальной скоростью макроспикул $v_{\text{нач}}$ и их ускорением a для 15 макроспикул, изученных в главе 3, а также линейная аппроксимация этой зависимости. Результат диссертанта из работы [A2].

подъёма макроспикулы. Таким образом, указанное расхождение является, по всей видимости, следствием упрощений, допущенных в рассматриваемой модели движения макроспикул. Например, форма профиля скорости магнитозвуковой ударной волны может несколько отличаться от линейной, вследствие чего зависимость $v_{\text{нач}}(a)$ может иметь вид, отличный от приведённого в уравнении (4.3); в данном случае, однако, профиль движения макроспикулы будет являться параболическим лишь приближённо, и соответствующее ему ускорение не может быть однозначно определено.

Наконец, наблюдения более крупных корональных джетов, имеющих значительно более сложную структуру и динамику, показывают, что в отдельных случаях либо верхняя точка коронального джета в целом, либо отдельные сгустки составляющего его вещества также могут иметь параболические профили движения, не являющиеся, по всей видимости, баллистическими [272; 413; 414]. Отсюда можно заключить, что механизм ускорения вещества вследствие прохождения магнитозвуковой ударной волны является в значительной

Таблица 4.9 – Значения линейных коэффициентов p и q в случае хромосферных джетов, полученные диссертантом в работе [А3] по данным работ [224; 249; 401; 402], и соответствующий им основной период магнитозвуковой ударной волны.

Разновидность хромосферных джетов	Угловой коэффициент p , с	Показатель ординаты q , км/с	Основной период $T_{\text{осн}}$, мин
Динамические фибриллы	60.0 ± 2.7	9.7 ± 0.4	2.0 ± 0.1
Хромосферные узелки	41.1 ± 4.5	12.3 ± 0.7	1.4 ± 0.1
Обыкновенные спиккулы	34.0 ± 7.6	20.9 ± 2.0	1.1 ± 0.3

степени универсальным, и не ограничен лишь сравнительно простыми структурами, такими как рассматриваемые здесь макроспиккулы и хромосферные джеты, хотя может и не являться единственно возможным в случае более крупных событий; и наоборот, что отсутствие параболических профилей движения у макроспиккул не является однозначным указанием на то, что их движение происходит вследствие некоторого иного физического механизма.

Результаты численного моделирования, проведённого в работах [415–418], указывают на то, что одна и так же начальная конфигурация магнитного поля, в зависимости от скорости, с которой происходит её дестабилизация, может являться источником как порождаемых магнитозвуковыми ударными волнами коллимированных джетов, не обладающих существенными морфологическими особенностями и возникающих в результате частичного пересоединения силовых линий поля, так и значительно более крупных выбросов вещества, обладающих сложной динамикой и внутренней структурой и происходящих вследствие быстрого, катастрофического преобразования всей магнитной структуры. Несмотря на то, что данное исследование было в первую очередь направлено на объяснение различной наблюдаемой динамики корональных джетов, его результаты могут быть обобщены и на другие

разновидности солнечных джетов. Таким образом, можно предположить, что основное различие между макроспикулами и более крупными корональными джетами с точки зрения физического механизма их образования заключается, в первую очередь, в том, остаётся ли порождающая их структура магнитного поля стабильной, либо полностью разрушается и, распрямляясь, выбрасывает удерживаемое ей вещество.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе диссертационной работы были исследованы два основных класса мелкомасштабных транзиентных явлений в нижней короне Солнца: макроспикулы и протуберанцы малого размера. Были получены следующие основные результаты:

- исследован ансамбль спокойных и спокойно-эруптивных протуберанцев в минимуме цикла солнечной активности; получены распределения основных пространственных и динамических характеристик протуберанцев; даны оценки суммарной массы и гравитационной энергии, одновременно содержащихся в протуберанцах исследованного масштаба; получен спектр гравитационной энергии протуберанцев; показан существенный вклад протуберанцев малого масштаба;
- изучена динамика макроспикул по данным наблюдений с рекордным для ВУФ диапазона временным разрешением; восстановлена эволюция поля продольных скоростей макроспикул; показано близкое соответствие динамики макроспикул на всех высотах и параболических профилей движения их вершин; получена оценка рассеиваемого в короне видимого вещества макроспикул; показан существенный вклад макроспикул в баланс массы короны Солнца и солнечного ветра;
- исследован ансамбль макроспикул в корональных дырах и областях спокойного Солнца; получены распределения основных пространственных и динамических характеристик макроспикул и исследованы их взаимные корреляции; на основе анализа полученных данных показан небаллистический характер движения макроспикул, а также установлен вероятный механизм их движения, обусловленный прохождением магнитозвуковой ударной волны.

Изучение ансамбля протуберанцев было проведено в минимуме солнеч-

ной активности по данным наблюдений космической обсерватории ТЕСИС. Для обработки большого числа изображений была разработана полностью автоматическая система детектирования протуберанцев, позволившая получить характеристики большого числа протуберанцев. Несмотря на то, что был рассмотрен относительно короткий период наблюдений, было получено большое количество новых данных об общих свойствах ансамбля протуберанцев, в том числе и в области относительно мелкомасштабных событий. Также следует отметить, что период наблюдения совпал с необычайно продолжительным минимумом солнечной активности, который сам по себе являлся исключительным событием; соответственно, остаётся открытым вопрос, насколько полученные параметры протуберанцев характерны для иных фаз цикла солнечной активности. Одним из основных преимуществ использованного подхода по сравнению с аналогичными работами [215–217] является более детальная методика устранения фонового излучения, обеспечивающая лучшую реконструкцию формы протуберанцев, что, в свою очередь, увеличивает надёжность измеренных характеристик протуберанцев. Более того, использованный метод позволяет различать активные области и их залимбовые проявления от протуберанцев без необходимости обучения алгоритма на размеченном вручную наборе данных или использования наблюдений в широком спектральном диапазоне. Данный алгоритм может быть впоследствии применён для обработки данных иных солнечных телескопов, в первую очередь SOHO/EIT, STEREO/EUVI и SDO/AIA, что, однако, потребует пересмотра описанной в разделе 2.2.3 модели фонового сигнала для учёта его переменной структуры вдали от минимума солнечной активности, обусловленной неравномерным смещением корональных дыр в сторону экватора и собственным вращением Солнца.

Полученный в ходе работы детализированный каталог событий, помимо статистического исследования самих протуберанцев, представляет ценность для сравнительных исследований при совместном использовании с уже су-

ществующими каталогами волокон на диске Солнца [419], что позволило бы изучать один и тот же класс явлений в двух ортогональных проекциях. Не менее ценным было бы совмещение каталога эруптивных протуберанцев с каталогами связанных с ними активных явлений в короне Солнца. Так, интересные результаты могут быть получены при сравнении полученных данных об эрупции протуберанцев с каталогами корональных выбросов массы [420–423]. Последние, как и протуберанцы, наблюдаются в плоскости, перпендикулярной направлению луча зрения, и сравнительные исследования большого числа событий помогло бы углубить понимание механизмов, лежащих в основе инициации корональных выбросов массы. Совместное исследование эруптивных протуберанцев с имеющимися каталогами вспышечных событий [424; 425] также может представлять значительный научный интерес, поскольку эти явления часто являются неразрывными составляющими одного и того же физического процесса быстрой перестройки конфигурации магнитного поля в атмосфере Солнца.

Помимо этого, были впервые получены оценки массы и гравитационной энергии большого числа отдельных протуберанцев, а также их суммарных значений для всего ансамбля зарегистрированных событий. Несмотря на простоту использованных оценочных моделей, измерение этих характеристик важно для подтверждения и отбора существующих теорий образования и развития протуберанцев, а также для изучения их роли в общих механизмах переноса массы и энергии в солнечной короне. Немаловажно, также, что эти характеристики были получены не только для наиболее крупных событий, но и для значительной части ансамбля протуберанцев, хотя ограниченная чувствительность алгоритма детектирования на использованных данных не позволила однозначно установить наличие нижнего предела масштаба протуберанцев. Тем не менее, полученные результаты позволяют предположить существенный вклад протуберанцев малого масштаба в общую энергетику ансамбля, сравнимый со вкладом более крупных событий. Получение более точных оценок массы

возможно с использованием наблюдений в других спектральных линиях, где вещество является оптически тонким, например, в горячих линиях короны. Такие данные были получены упомянутыми выше телескопами SOHO/EIT, STEREO/EUVI и SDO/AIA, однако возможность их применения для решения поставленной задачи требует дальнейшего рассмотрения.

Исследования динамики макроспикул были проведены по сериям наблюдений с рекордно высоким для ВУФ диапазона временным разрешением. Одним из основных преимуществ таких наблюдений является возможность детального изучения высоко динамических структур, в том числе и с использованием гидродинамических методов исследования, приведённых в главе 3. С помощью таких данных, полученных космической обсерваторией ТЕСИС с временным разрешением от 3.5 до 6.0 с, была реконструирована эволюция поля скоростей нескольких макроспикул в одномерном приближении. При этом для большей части исследованных макроспикул было установлено близкое соответствие между внутренними скоростями и параболическим профилями движения вершин макроспикул, что, в свою очередь, позволило рассмотреть возможные потери вещества в них, и дать предварительную оценку средней доли видимого вещества, рассеиваемого макроспикулой во время её движения в нижней короне Солнца. Подобные оценки являются крайне необходимыми для понимания общей роли макроспикул в балансе массы и энергии солнечной атмосферы и в формировании быстрой компоненты солнечного ветра. При этом был исследован относительно небольшой объём данных, и полный результат был получен только для 12 из 36 обнаруженных макроспикул. Данное ограничение, однако, отчасти снимается результатами, полученными в главе 4, несмотря на худшее временное разрешение наблюдений комплекса AIA.

Статистическое исследование ансамбля макроспикул по данным наблюдений инструмента AIA в линии He II 304 Å было проведено в последней главе диссертации. Для каждого из зарегистрированных событий были получены его основные пространственные и динамические характеристики, что позволи-

ло изучить распределения и взаимные корреляции этих величин. Полученные распределения важны в первую очередь для проведения более однозначной классификации солнечных джетов, поскольку в настоящий момент границы между спикулами, макроспикулами и корональными джетами остаются в значительной мере размытыми. Полученные значения характерных скоростей, размеров и времён жизни макроспикул также говорят о возможной связи макроспикул и спикул II типа, быстро исчезающих в хромосферных линиях, однако имеющих схожие характеристики при наблюдении в линиях переходного слоя. Соответственно, результаты, полученные в главе 3 могут в таком случае быть обобщены и на спикулы II типа, тем самым подтверждая их предполагаемую существенную роль в балансе массы и энергии солнечной атмосферы. Также, наличие возможной связи со спикулами II типа, которым, как предполагается, на диске Солнца отвечают так называемые быстрые доплеровские смещения в синюю часть спектра [426–428], может помочь более достоверно установить соответствующие макроспикулам активные явления на диске. Наблюдения макроспикул на диске, в свою очередь, имеют большое научное значение за счёт принципиальной возможности измерения фотосферного магнитного поля, например, при помощи магнитометра HMI [429] обсерватории SDO, что позволило бы детально изучить эволюцию соответствующей макроспикулам конфигурации магнитного поля, и, таким образом, обнаружить первоисточники их движения. Наконец, предполагаемый нагрев спикул II типа до корональных температур ставит вопрос о наличии горячей компоненты в излучении макроспикул, для обнаружения которой требуются многоканальные наблюдения; при этом возможно использовать уже разработанные здесь методы полуавтоматической обработки данных. Обнаружение горячей плазмы чрезвычайно важно для дальнейшего понимания роли макроспикул и, соответственно, спикул II типа в балансе массы и энергии солнечной атмосферы.

Также, при исследовании ускорений макроспикул, равно как и их взаи-

мосвязи с другими пространственными и динамическими характеристиками макроспикул, был обнаружен ряд интересных особенностей. В частности, было показано, что движение макроспикул не является чисто баллистическим, как предполагалось ранее. В то же время, обнаруженные сильные корреляции между ускорением и начальной скоростью, а также временем жизни макроспикул находят объяснение в рамках модели ускорения вещества макроспикулы периодической ударной волной. При этом измеренный период ударных волн составляет, в среднем, 10.3 ± 0.1 мин, и несколько выше для макроспикул в корональных дырах чем в областях спокойного Солнца. Подобный механизм был ранее предложен для объяснения схожих особенностей движения ряда хромосферных джетов, таких как обыкновенные спикулы, динамические фибриллы и хромосферные узелки. Однако полученное для макроспикул значение периода ударной волны существенно отличается от аналогичных значений в случае хромосферных джетов, лежащих, как правило, в интервале 1–2 мин. Соответственно, задача будущих исследований — дать объяснение такому различию, например, за счёт указания различных источников ударных волн, как с помощью наблюдений, так и в результате моделирования; последние при этом должны воспроизводить линейный характер зависимости между начальной скоростью и ускорением макроспикулы. Наконец, требуется дальнейшее увеличение выборки событий с использованием всего имеющегося массива данных, полученного в течение нескольких циклов активности Солнца, для установления возможных долгосрочных вариаций характеристик макроспикул или подтверждения их отсутствия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю С. А. Богачёву за оказанную поддержку, постановку интересной научной задачи, ценные советы и помощь в подготовке диссертации; заведующему Лабораторией рентгеновской астрономии Солнца ФИАН С. В. Кузину за чуткое руководство и эффективную организацию работы лаборатории; своим коллегам Н. В. Боровковой, Е. А. Вишнякову, А. Л. Гончарову, Ф. Ф. Горяеву, А. В. Грекову, С. Ю. Дяткову, Н. Ф. Ерховой, Ю. С. Иванову, А. П. Игнатьеву, А. С. Кириченко, Д. В. Кируше, Д. В. Лыкову, А. В. Митрофанову, Т. С. Огоньковой, Е. А. Павловой, А. А. Перцову, Н. Н. Плотниковой, С. Г. Поповой, А. А. Реве, Д. Г. Родькину, В. А. Слемзину, Н. К. Суходрев, А. В. Трифонову, А. А. Трушиной, А. С. Ульянову, Ф. В. Фатееву, А. А. Холодилову, В. И. Червинскому, С. В. Шестову за интересные и плодотворные дискуссии, рабочую и дружественную атмосферу в лаборатории; своим учителям и преподавателям Н. С. Авдеевой, А. В. Акимову, Е. Н. Аристовой, А. Р. Арсеньеву, Е. М. Базановой, А. Л. Барабанову, И. Н. Бибановой, А. В. Булинскому, А. Э. Бунакову, В. И. Буркову, Л. И. Василевской, С. С. Вергелесу, С. В. Виноградову, А. А. Воронову, Б. И. Голубову, М. В. Гырдымову, Ю. В. Денисову, К. М. Дунаевой, А. В. Жолобову, А. Г. Зенцову, В. А. Зыковой, М. Г. Иванову, М. В. Исупову, Л. А. Клевцовой, А. С. Кобякину, П. А. Кожевникову, С. М. Козелу, Н. Н. Колачевскому, А. Д. Кондорскому, К. А. Коханову, В. С. Кривобоку, Н. Ю. Крыжановской, В. С. Лебедеву, Н. И. Легаеву, В. А. Мадю, А. А. Малееву, В. Д. Маркину, А. В. Масалову, В. В. Миславскому, А. А. Наричу, Д. Н. Оскорбину, В. А. Петухову, Е. Н. Пупуышевой, О. И. Рубанову, В. А. Сахаровой, В. П. Слободянину, Е. А. Сопкиной, В. Н. Сорокину, А. М. Урнову, которым принадлежит основная заслуга в его профессиональном развитии, а также своим родным и близким за оказанную моральную поддержку.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

a.e.	астрономическая единица
ВУФ	вакуумный ультрафиолет
КВМ	корональный выброс массы
КОРОНАС	Комплексные ОРбитальные Околоземные Наблюдения Ак- тивности Солнца
ПЗС	прибор с зарядовой связью
AIA	Atmospheric Imaging Assembly (Комплекс для изображения атмосферы)
CDS	Coronal Diagnostic Spectrometer (Спектрограф для диагно- стики короны)
CRISP	Crisp Imaging SpectroPolarimeter (Спектрополяриметр вы- сокой резкости изображения)
EIS	EUV Imaging Spectrometer (Изображающий спектрометр ВУФ диапазона)
EIT	Extreme ultraviolet Imaging Telescope (Телескоп для полу- чения изображений в вакуумном ультрафиолете)
EUVI	Extreme UltraViolet Imager (Устройство для получения изображений в вакуумном ультрафиолете)
EUVST	EUV Spectroscopic Telescope (Спектроскопический теле- скоп ВУФ диапазона)
FET	Full-disk EUV Telescopes (ВУФ телескопы полного диска)
Hi-C	High Resolution Coronal Imager (Устройство для получения изображений короны высокого разрешения)

HMI	Helioseismic and Magnetic Imager (Устройство получения изображений для изучения гелиосейсмологии и измерения магнитного поля)
IRIS	Interface Region Imaging Spectrograph (Изображающий спектрограф для наблюдения переходного слоя)
SOHO	Solar and Heliospheric Observatory (Обсерватория по изучению Солнца и гелиосферы)
SDO	Solar Dynamics Observatory (Обсерватория по изучению солнечной динамики)
SST	Swedish 1m Solar Telescope (Шведский метровый солнечный телескоп)
STEREO	Solar TERrestrial RElations Observatory (Обсерватория по изучению солнечно-земных связей)
SUMER	Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation (Прибор для измерения ультрафиолетового излучения Солнца)
TRACE	Transition Region and Coronal Explorer (Космический аппарат для исследования переходного слоя и короны)
UT	всемирное время (Universal Time)
XRT	X-Ray Telescope (Рентгеновский телескоп)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kankare E., Kotak R., Mattila S., [et al.]*. A population of highly energetic transient events in the centres of active galaxies // *Nature Astronomy*. — 2017. — Nov. — Vol. 1. — P. 865–871.
2. *Yalinewich A., Matzner C. D.* Optical transient from an explosion close to the stellar surface // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Nov. — Vol. 490, no. 1. — P. 312–318.
3. *Physics of the Sun. Volume I: The Solar Interior. Vol. 24 / ed. by P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. M. Mihalas, R. K. Ulrich.* — Reidel, 1986. — (Geophysics and astrophysics monographs).
4. *Physics of the Sun. Volume II: The Solar Atmosphere. Vol. 25 / ed. by P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. M. Mihalas, R. K. Ulrich.* — Reidel, 1986. — (Geophysics and Astrophysics Monographs).
5. *Aschwanden M. J.* *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions.* — Springer, 2006. — (Springer Praxis Books in Astronomy and Planetary Sciences).
6. *Athay R. G.* *The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun. Vol. 53.* — Dordrecht, Holland : Reidel, 1976. — (Astrophysics and Space Science Library).
7. *Cranmer S. R.* *Coronal Heating Versus Solar Wind Acceleration // SOHO 15 Coronal Heating. Vol. 575 / ed. by R. W. Walsh, J. Ireland, D. Danesy, B. Fleck.* — 12/2004. — P. 154. — (ESA Special Publication).
8. *The Origin and Dynamics of Solar Magnetism. Vol. 32 / ed. by M. J. Thompson, A. Balogh, J. L. Culhane, / Nordlund, S. K. Solanki, J.-P. Zahn.* — Springer, 2009. — (Space Sciences Series of ISSI).

9. Solar Dynamics and Magnetism from the Interior to the Atmosphere / ed. by N. N. Mansour, A. G. Kosovichev, R. Komm, D. Longcope. — Springer, 2014.
10. *Zirker J. B.* Coronal holes and high-speed wind streams // *Reviews of Geophysics and Space Physics.* — 1977. — Aug. — Vol. 15. — P. 257–269.
11. *de Pontieu B., McIntosh S. W., Carlsson M.* [и др.]. The Origins of Hot Plasma in the Solar Corona // *Science.* — 2011. — ЯНВ. — Т. 331, № 6013. — С. 55.
12. *Doyle J. G., Madjarska M. S.* Solar Transient Events and their Importance for Coronal Heating // *Science Progress.* — 2004. — Vol. 87, no. 2. — P. 101–130.
13. *Beckers J. M.* Solar Spicules // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* — 1972. — Vol. 10. — P. 73.
14. *Withbroe G. L.* The role of spicules in heating the solar atmosphere: Implications of EUV observations // *The Astrophysical Journal.* — 1983. — Apr. — Vol. 267. — P. 825–836.
15. *Bohlin J. D., Vogel S. N., Purcell J. D., Sheeley Jr. N. R., Tousey R., Vanhoosier M. E.* A newly observed solar feature: Macrospicules in He II 304 Å // *The Astrophysical Journal Letters.* — 1975. — May. — Vol. 197. — P. L133–L135.
16. *Withbroe G. L., Jaffe D. T., Foukal P. V.,* [et al.]. Extreme-ultraviolet transients observed at the solar pole // *The Astrophysical Journal.* — 1976. — Jan. — Vol. 203. — P. 528–532.
17. *Loucif M. L.* Giant macrospicules as possible sources of the fast solar wind // *Astronomy & Astrophysics.* — 1994. — Jan. — Vol. 281. — P. 95–107.

18. *Bennett S. M., Erdélyi R.* On the Statistics of Macrospicules // The Astrophysical Journal. — 2015. — Aug. — Vol. 808. — P. 135.
19. *Kiss T. S., Gyenge N., Erdélyi R.* Systematic Variations of Macrospicule Properties Observed by SDO/AIA over Half a Decade // The Astrophysical Journal. — 2017. — Jan. — Vol. 835. — P. 47.
20. *Tandberg-Hanssen E.* The Nature of Solar Prominences. Vol. 199. — Kluwer Academic Publishers, 1995. — (Astrophysics and Space Science Library).
21. *Lin J., Soon W., Baliunas S. L.* Theories of Solar Eruptions: a Review // New Astronomy Review. — 2003. — Apr. — Vol. 47. — P. 53–84.
22. *Gopalswamy N., Shimojo M., Lu W., Yashiro S., Shibasaki K., Howard R. A.* Prominence Eruptions and Coronal Mass Ejection: A Statistical Study Using Microwave Observations // The Astrophysical Journal. — 2003. — Mar. — Vol. 586. — P. 562–578.
23. *Domingo V., Fleck B., Poland A. I.* The SOHO Mission: an Overview // Solar Physics. — 1995. — Dec. — Vol. 162. — P. 1–37.
24. *Delaboudinière J.-P., Artzner G. E., Brunaud J., [et al.].* EIT: Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission // Solar Physics. — 1995. — Dec. — Vol. 162. — P. 291–312.
25. *Handy B. N., Acton L. W., Kankelborg C. C., [et al.].* The transition region and coronal explorer // Solar Physics. — 1999. — July. — Vol. 187, no. 2. — P. 229–260.
26. *Kobayashi K., Cirtain J., Winebarger A. R., [et al.].* The High-Resolution Coronal Imager (Hi-C) // Solar Physics. — 2014. — Nov. — Vol. 289. — P. 4393–4412.
27. *Lang K. R.* The Sun from Space. — Second edition. — Springer, 2009.

28. *Kuzin S. V., Bogachev S. A., Zhitnik I. A., [et al.]*. TESIS Experiment on EUV Imaging Spectroscopy of the Sun // *Advances in Space Research*. — 2009. — Mar. — Vol. 43. — P. 1001–1006.
29. *Pesnell W. D., Thompson B. J., Chamberlin P. C.* The Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. — 2012. — Jan. — Vol. 275. — P. 3–15.
30. *Lemen J. R., Title A. M., Akin D. J., [et al.]*. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. — 2012. — Jan. — Vol. 275. — P. 17–40.
31. *Kaiser M. L., Kucera T. A., Davila J. M., St. Cyr O. C., Guhathakurta M., Christian E.* The STEREO Mission: An Introduction // *Space Science Reviews*. — 2008. — Apr. — Vol. 136. — P. 5–16.
32. *Wuelfer J.-P., Lemen J. R., Tarbell T. D., [et al.]*. EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager // *Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*. Vol. 5171 / ed. by S. Fineschi, M. A. Gummin. — 02/2004. — P. 111–122. — (Proceedings of the SPIE).
33. *Solar Prominences*. Vol. 415 / ed. by J. Vial, O. Engvold. — Springer, 2015. — (Astrophysics and Space Science Library).
34. *Yakovkin N. A., Zel'Dina M. Y.* A Spectrophotometric Study of Four Bright Prominences // *Soviet Astronomy*. — 1964. — Apr. — Vol. 7. — P. 643.
35. *Landman D. A.* Physical conditions in the cool parts of prominences. II. The Mg triplet lines // *The Astrophysical Journal*. — 1984. — Apr. — Vol. 279. — P. 438–445.
36. *Hirayama T.* Physical Conditions in Prominences // *Dynamics of Quiescent Prominences*. Proceedings of I.A.U. Colloquium #117, held in Hvar, SR

- Croatia, Yugoslavia, September 25-29, 1989. Vol. 363 / ed. by V. Ruzdjak, E. Tandberg-Hanssen. — 1990. — P. 187.
37. *Tziotziou K., Heinzel P., Mein P., Mein N.* Non-LTE inversion of chromospheric Ca II cloud-like features // *Astronomy & Astrophysics*. — 2001. — Feb. — Vol. 366. — P. 686–698.
38. *Stellmacher G., Wiehr E., Dammasch I. E.* Spectroscopy of Solar Prominences Simultaneously From Space and Ground // *Solar Physics*. — 2003. — Oct. — Vol. 217, no. 1. — P. 133–155.
39. *Parenti S., Vial J.-C., Lemaire P.* Prominence atlas in the SUMER range 800–1250 Å: I. Observations, data reduction and preliminary results // *Solar Physics*. — 2004. — Mar. — Vol. 220. — P. 61–80.
40. *Parenti S., Lemaire P., Vial J.-C.* Solar hydrogen-Lyman continuum observations with SOHO/SUMER // *Astronomy & Astrophysics*. — 2005. — Nov. — Vol. 443. — P. 685–689.
41. *Labrosse N., Vial J. .-.-C., Gouttebroze P.* Plasma diagnostic of a solar prominence from hydrogen and helium resonance lines // SF2A-2006: Semaine de l'Astrophysique Francaise / ed. by D. Barret, F. Casoli, G. Lagache, A. Lecavelier, L. Pagani. — 06/2006. — P. 549.
42. *Schwartz P., Heinzel P., Schmieder B., Anzer U.* Study of an extended EUV filament using SoHO/SUMER observations of the hydrogen Lyman lines // *Astronomy & Astrophysics*. — 2006. — Nov. — Vol. 459, no. 2. — P. 651–661.
43. *Heinzel P., Schmieder B., Fárnik F., [et al.]*. Hinode, TRACE, SOHO, and Ground-based Observations of a Quiescent Prominence // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Oct. — Vol. 686, no. 2. — P. 1383–1396.

44. *Labrosse N., Schmieder B., Heinzel P., Watanabe T.* EUV lines observed with EIS/Hinode in a solar prominence // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — July. — Vol. 531. — A69.
45. *Hirayama T.* Spectral Analysis of Four Quiescent Prominences Observed at the Peruvian Eclipse // *Solar Physics*. — 1971. — Mar. — Vol. 17, no. 1. — P. 50–75.
46. *Hirayama T.* Ionized Helium in Prominences and in the Chromosphere // *Solar Physics*. — 1972. — June. — Vol. 24, no. 2. — P. 310–323.
47. *Koutchmy S., Lebecq C., Stellmacher G.* The electron density of faint prominences observed during the solar eclipse of July 31, 1981 // *Astronomy & Astrophysics*. — 1983. — Mar. — Vol. 119, no. 2. — P. 261–264.
48. *Landman D. A.* Physical conditions in the cool parts of prominences. III. The Sr^+/Ba^+ resonance line ratios and the internal Lyman-alpha flux // *The Astrophysical Journal*. — 1985. — Mar. — Vol. 290. — P. 369–379.
49. *Landman D. A.* Physical conditions in the cool parts of prominences and spicules: The effects of model atom level truncation on the derived plasma parameters // *The Astrophysical Journal*. — 1986. — June. — Vol. 305. — P. 546–552.
50. *Hirayama T.* The density and thickness of quiescent prominences // *NASA Conference Publication*. Vol. 2442. — 12/1986. — P. 149–153.
51. *Stellmacher G., Koutchmy S., Lebecq C.* The 1981 total solar eclipse. III. Photometric study of the prominence remnant in the reversing south polar field // *Astronomy & Astrophysics*. — 1986. — July. — Vol. 162, no. 1/2. — P. 307–311.

52. *Bommier V., Leroy J. L., Sahal-Brechot S.* The linear polarization of hydrogen $H\beta$ radiation and the joint diagnostic of magnetic field vector and electron density in quiescent prominences. II. The electron density // *Astronomy & Astrophysics*. — 1986. — Feb. — Vol. 156. — P. 90.
53. *Bastian T. S., Ewell M. W. J., Zirin H.* A Study of Solar Prominences near $\lambda = 1$ Millimeter // *The Astrophysical Journal*. — 1993. — Nov. — Vol. 418. — P. 510.
54. *Kucera T. A., Dulk G. A., Kiplinger A. L., Winglee R. M., Bastian T. S., Graeter M.* Multiple Wavelength Observations of an Off-Limb Eruptive Solar Flare // *The Astrophysical Journal*. — 1993. — Aug. — Vol. 412. — P. 853.
55. *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 polarization measurements in the He I D_3 and $H\alpha$ lines // *Solar Physics*. — 1994. — Oct. — Vol. 154. — P. 231–260.
56. *Wiik J. E., Heinzel P., Schmieder B.* Electron Densities in Solar Prominences // *IAU Colloq. 144: Solar Coronal Structures* / ed. by V. Rusin, P. Heinzel, J.-C. Vial. — 1994. — P. 381–383.
57. *Li K., Schmieder B., Malherbe J.-M., Roudier T., Wiik J.-E.* Physical properties of the quiescent prominence of 5 June 1996, from $H\alpha$ observations // *Solar Physics*. — 1998. — Dec. — Vol. 183, no. 2. — P. 323–338.
58. *Chang E. S., Deming D.* Accurate Determination of Electron Densities in Active and Quiescent Prominences: the Mid-Infrared Advantage // *Solar Physics*. — 1998. — Jan. — Vol. 179, no. 1. — P. 89–124.

59. *Jejčić S., Heinzel P.* Electron Densities in Quiescent Prominences Derived from Eclipse Observations // Solar Physics. — 2009. — Jan. — Vol. 254, no. 1. — P. 89–100.
60. *Low B. C.* Solar Activity and the Corona // Solar Physics. — 1996. — Aug. — Vol. 167. — P. 217–265.
61. *Labrosse N., Heinzel P., Vial J.-C., [et al.]*. Physics of Solar Prominences: I–Spectral Diagnostics and Non-LTE Modelling // Space Science Reviews. — 2010. — Apr. — Vol. 151. — P. 243–332.
62. *Parenti S.* Solar Prominences: Observations // Living Reviews in Solar Physics. — 2014. — Mar. — Vol. 11, no. 1. — P. 1.
63. *Secchi A.* Le Soleil. — Paris : Gauthier-Villars, 1875.
64. *Pettit E.* Characteristic Features of Solar Prominences // The Astrophysical Journal. — 1932. — July. — Vol. 76. — P. 9.
65. *Severny A. B., Khokhlova V. L.* Study of Motion and Emission of Solar Prominences // Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs. — 1953. — Vol. 10. — P. 9.
66. *Zirin H., Tandberg-Hanssen E.* Physical Conditions in Limb Flares and Active Prominences. IV. Comparison of Active and Quiescent Prominences // The Astrophysical Journal. — 1960. — May. — Vol. 131. — P. 717.
67. *Zirin H.* Astrophysics of the Sun. — Cambridge, New York : Cambridge University Press, 1988.
68. *Mackay D. H., Gaizauskas V., Yeates A. R.* Where Do Solar Filaments Form?: Consequences for Theoretical Models // Solar Physics. — 2008. — Mar. — Vol. 248, no. 1. — P. 51–65.
69. *Ananthakrishnan R.* Distribution of Heights of Prominences // The Astrophysical Journal. — 1961. — May. — Vol. 133. — P. 969.

70. *Priest E.* Magnetohydrodynamics of the Sun. — Second edition. — Cambridge University Press, 2014.
71. *Priest E.* Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences. Vol. 150. — Kluwer Academic Publishers, 1988. — (Astrophysics and Space Science Library).
72. *Lites B. W., Kubo M., Berger T., [et al.]*. Emergence of Helical Flux and the Formation of an Active Region Filament Channel // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — July. — Vol. 718. — P. 474–487.
73. *Zirin H., Severny A.* Measurement of magnetic fields in solar prominences // *The Observatory*. — 1961. — Aug. — Vol. 81. — P. 155–156.
74. *Rust D. M.* Magnetic Fields in Quiescent Solar Prominences. I. Observations // *The Astrophysical Journal*. — 1967. — Oct. — Vol. 150. — P. 313.
75. *Smolkov G. Y.* Magnetic Fields in Polar Prominences (presented by G. V. Kuklin) // *Solar Magnetic Fields*. Vol. 43 / ed. by R. Howard. — 01/1971. — P. 710. — (IAU Symposium).
76. *Leroy J. L.* On the intensity of magnetic field in quiescent prominences // *Astronomy & Astrophysics*. — 1977. — Aug. — Vol. 60, no. 1. — P. 79–84.
77. *Athay R. G., Querfeld C. W., Smartt R. N., Degl’Innocenti E. L., Bommier V.* Vector Magnetic Fields in Prominences. III: He I D₃ Stokes Profile Analysis for Quiescent and Eruptive Prominences // *Solar Physics*. — 1983. — Nov. — Vol. 89, no. 1. — P. 3–30.
78. *Leroy J. L., Bommier V., Sahal-Brechot S.* The magnetic field in the prominences of the polar crown // *Solar Physics*. — 1983. — Feb. — Vol. 83. — P. 135–142.

79. *Nikolsky G. M., Kim I. S., Koutchmy S., Stellmacher G.* Comparative magnetographic observations in different prominence lines // *Astronomy & Astrophysics*. — 1984. — Nov. — Vol. 140, no. 1. — P. 112–118.
80. *Querfeld C. W., Smartt R. N., Bommier V., Land i Degl’Innocenti E., House L. L.* Vector magnetic fields in prominences. II. He I D₃ Stokes Profiles Analysis for Two Quiescent Prominences // *Solar Physics*. — 1985. — Apr. — Vol. 96, no. 2. — P. 277–292.
81. *Bommier V., Sahal-Brechot S., Leroy J. L.* The linear polarization of hydrogen H β radiation and the joint diagnostic of magnetic field vector and electron density in quiescent prominences. I. The magnetic field // *Astronomy & Astrophysics*. — 1986. — Feb. — Vol. 156, no. 1/2. — P. 79–94.
82. *Paletou F., López Ariste A., Bommier V., Semel M.* Full-Stokes spectropolarimetry of solar prominences // *Astronomy & Astrophysics*. — 2001. — Aug. — Vol. 375. — P. L39–L42.
83. *Casini R., López Ariste A., Tomczyk S., Lites B. W.* Magnetic Maps of Prominences from Full Stokes Analysis of the He I D₃ Line // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2003. — Nov. — Vol. 598, no. 1. — P. L67–L70.
84. *López Ariste A., Casini R.* Improved Estimate of the Magnetic Field in a Prominence // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2003. — Jan. — Vol. 582, no. 1. — P. L51–L54.
85. *Casini R., Bevilacqua R., López Ariste A.* Principal Component Analysis of the He I D₃ Polarization Profiles from Solar Prominences // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Apr. — Vol. 622, no. 2. — P. 1265–1274.

86. *López Ariste A., Casini R.* Inference of the magnetic field in spicules from spectropolarimetry of He I D₃ // *Astronomy & Astrophysics*. — 2005. — June. — Vol. 436, no. 1. — P. 325–331.
87. *Casini R., López Ariste A., Paletou F., Léger L.* Multi-Line Stokes Inversion for Prominence Magnetic-Field Diagnostics // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Sept. — Vol. 703, no. 1. — P. 114–120.
88. *Schmieder B., Tian H., Kucera T., [et al.]*. Open questions on prominences from coordinated observations by IRIS, Hinode, SDO/AIA, THEMIS, and the Meudon/MSDP // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — Sept. — Vol. 569. — A85.
89. *Tandberg-Hanssen E., Anzer U.* The Orientation of Magnetic Fields in Quiescent Prominences // *Solar Physics*. — 1970. — Nov. — Vol. 15. — P. 158–166.
90. *Leroy J. L., Bommier V., Sahal-Brechot S.* New data on the magnetic structure of quiescent prominences // *Astronomy & Astrophysics*. — 1984. — Feb. — Vol. 131. — P. 33–44.
91. *Bommier V., Leroy J. L.* Global Pattern of the Magnetic Field Vectors Above Neutral Lines from 1974 to 1982: Pic-du-Midi Observations of Prominences // *IAU Colloq. 167: New Perspectives on Solar Prominences*. Vol. 150 / ed. by D. F. Webb, B. Schmieder, D. M. Rust. — 01/1998. — P. 434. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
92. *Tandberg-Hanssen E., Malville J. M.* Magnetic Fields in Flares and Active Prominences. II: The Field Configuration in some Active Prominences // *Solar Physics*. — 1974. — Nov. — Vol. 39, no. 1. — P. 107–119.
93. *Lites B. W.* Magnetic Flux Ropes in the Solar Photosphere: The Vector Magnetic Field under Active Region Filaments // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Apr. — Vol. 622, no. 2. — P. 1275–1291.

94. *Kuckein C., Centeno R., Martínez Pillet V., Casini R., Manso Sainz R., Shimizu T.* Magnetic field strength of active region filaments // *Astronomy & Astrophysics*. — 2009. — July. — Vol. 501, no. 3. — P. 1113–1121.
95. *Guo Y., Schmieder B., Démoulin P., [et al.].* Coexisting flux rope and dipped arcade sections along one solar filament // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — May. — Vol. 714, no. 1. — P. 343–354.
96. *Sasso C., Lagg A., Solanki S. K.* Multicomponent He I 10830 Å profiles in an active filament // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — Feb. — Vol. 526. — A42.
97. *Kuckein C., Martínez Pillet V., Centeno R.* An active region filament studied simultaneously in the chromosphere and photosphere. I. Magnetic structure // *Astronomy & Astrophysics*. — 2012. — Mar. — Vol. 539. — A131.
98. *Sasso C., Lagg A., Solanki S. K.* Magnetic structure of an activated filament in a flaring active region // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — Jan. — Vol. 561. — A98.
99. *Gilbert H. R., Holzer T. E., Burkepile J. T.* Observational Interpretation of an Active Prominence on 1999 May 1 // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — Mar. — Vol. 549, no. 2. — P. 1221–1230.
100. *Mackay D. H., Karpen J. T., Ballester J. L., Schmieder B., Aulanier G.* Physics of Solar Prominences: II—Magnetic Structure and Dynamics // *Space Science Reviews*. — 2010. — Apr. — Vol. 151. — P. 333–399.
101. *Gibson S. E.* Solar prominences: theory and models. Fleshing out the magnetic skeleton // *Living Reviews in Solar Physics*. — 2018. — Oct. — Vol. 15. — P. 7.

102. *Dungey J. W.* A family of solutions of the magneto-hydrostatic problem in a conducting atmosphere in a gravitational field // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1953. — Vol. 113. — P. 180.
103. *Kippenhahn R., Schlüter A.* Eine Theorie der solaren Filamente. Mit 7 Textabbildungen // *Zeitschrift für Astrophysik*. — 1957. — Jg. 43. — S. 36.
104. *Milne A. M., Priest E. R., Roberts B.* A model for quiescent solar prominences // *The Astrophysical Journal*. — 1979. — Aug. — Vol. 232. — P. 304–317.
105. *Malherbe J. M., Priest E. R.* Current sheet models for solar prominences. I. Magnetohydrostatics of support and evolution through quasi-static models // *Astronomy & Astrophysics*. — 1983. — June. — Vol. 123. — P. 80–88.
106. *Hood A. W., Anzer U.* A Model for Quiescent Solar Prominences with Normal Polarity // *Solar Physics*. — 1990. — Mar. — Vol. 126, no. 1. — P. 117–133.
107. *Antiochos S. K., Dahlburg R. B., Klimchuk J. A.* The Magnetic Field of Solar Prominences // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1994. — Jan. — Vol. 420. — P. L41.
108. *Martin S. F., Echols C. R.* An observational and conceptual model of the magnetic field of a filament // *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*. Vol. 433 / ed. by R. J. Rutten, C. J. Schrijver. — 01/1994. — P. 339.
109. *Heinzel P., Anzer U.* Prominence fine structures in a magnetic equilibrium: Two-dimensional models with multilevel radiative transfer // *Astronomy & Astrophysics*. — 2001. — Sept. — Vol. 375. — P. 1082–1090.

110. *DeVore C. R., Antiochos S. K.* Dynamical Formation and Stability of Helical Prominence Magnetic Fields // The Astrophysical Journal. — 2000. — Aug. — Vol. 539, no. 2. — P. 954–963.
111. *Low B. C., Zhang M.* The Hydromagnetic Origin of the Two Dynamical Types of Solar Coronal Mass Ejections // The Astrophysical Journal Letters. — 2002. — Jan. — Vol. 564, no. 1. — P. L53–L56.
112. *Heinzel P., Anzer U., Gunár S.* Prominence fine structures in a magnetic equilibrium. II. A grid of two-dimensional models // Astronomy & Astrophysics. — 2005. — Oct. — Vol. 442, no. 1. — P. 331–343.
113. *Low B. C., Petrie G. J. D.* The Internal Structures and Dynamics of Solar Quiescent Prominences // The Astrophysical Journal. — 2005. — June. — Vol. 626, no. 1. — P. 551–562.
114. *DeVore C. R., Antiochos S. K., Aulanier G.* Solar Prominence Interactions // The Astrophysical Journal. — 2005. — Aug. — Vol. 629, no. 2. — P. 1122–1134.
115. *Kuperus M., Tandberg-Hanssen E.* The Nature of Quiescent Solar Prominences // Solar Physics. — 1967. — July. — Vol. 2. — P. 39–48.
116. *Raadu M. A., Kuperus M.* Thermal Instability of Coronal Neutral Sheets and the Formation of Quiescent Prominences // Solar Physics. — 1973. — Jan. — Vol. 28. — P. 77–94.
117. *Kuperus M., Raadu M. A.* The Support of Prominences Formed in Neutral Sheets // Astronomy & Astrophysics. — 1974. — Mar. — Vol. 31. — P. 189.
118. *Pneuman G. W.* The formation of solar prominences by magnetic reconnection and condensation // Solar Physics. — 1983. — Oct. — Vol. 88. — P. 219–239.

119. *van Ballegooijen A. A., Martens P. C. H.* Formation and eruption of solar prominences // *The Astrophysical Journal*. — 1989. — Aug. — Vol. 343. — P. 971–984.
120. *Priest E. R., Hood A. W., Anzer U.* A Twisted Flux-Tube Model for Solar Prominences. I. General Properties // *The Astrophysical Journal*. — 1989. — Sept. — Vol. 344. — P. 1010.
121. *Demoulin P., Priest E. R.* A twisted flux model for solar prominences. II. Formation of a dip in a magnetic structure before the formation of a solar prominence // *Astronomy & Astrophysics*. — 1989. — Apr. — Vol. 214, no. 1/2. — P. 360–368.
122. *Ridgway C., Priest E. R., Amari T.* A Twisted Flux-Tube Model for Solar Prominences. III. Magnetic Support // *The Astrophysical Journal*. — 1991. — Jan. — Vol. 367. — P. 321.
123. *Rust D. M., Kumar A.* Helical Magnetic Fields in Filaments // *Solar Physics*. — 1994. — Nov. — Vol. 155, no. 1. — P. 69–97.
124. *Low B. C., Hundhausen J. R.* Magnetostatic structures of the solar corona. II. The magnetic topology of quiescent prominences // *The Astrophysical Journal*. — 1995. — Apr. — Vol. 443. — P. 818–836.
125. *Aulanier G., Demoulin P.* 3-D magnetic configurations supporting prominences. I. The natural presence of lateral feet // *Astronomy & Astrophysics*. — 1998. — Jan. — Vol. 329. — P. 1125–1137.
126. *Martens P. C., Zwaan C.* Origin and Evolution of Filament-Prominence Systems // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — Sept. — Vol. 558, no. 2. — P. 872–887.
127. *Chae J., Wang H., Qiu J., Goode P. R., Strous L., Yun H. S.* The Formation of a Prominence in Active Region NOAA 8668. I. SOHO/MDI

- Observations of Magnetic Field Evolution // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — Oct. — Vol. 560, no. 1. — P. 476–489.
128. *Gibson S. E., Fan Y.* Coronal prominence structure and dynamics: A magnetic flux rope interpretation // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. — 2006. — Dec. — Vol. 111, A12. — A12103.
129. *Yelles Chaouche L., Kuckein C., Martínez Pillet V., Moreno-Insertis F.* The Three-dimensional Structure of an Active Region Filament as Extrapolated from Photospheric and Chromospheric Observations // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Mar. — Vol. 748, no. 1. — P. 23.
130. *Hirayama T.* Modern observations of solar prominences // *Solar Physics*. — 1985. — Oct. — Vol. 100. — P. 415–434.
131. *Pikel'Ner S. B.* Formation of Prominences // *Soviet Astronomy*. — 1971. — Oct. — Vol. 15. — P. 276.
132. *Pikel'Ner S. B.* Origin of Quiescent Prominences // *Solar Physics*. — 1971. — Mar. — Vol. 17, no. 1. — P. 44–49.
133. *Pikel'Ner S. B.* Theory of Quiescent Prominences // *Comments on Astrophysics and Space Physics*. — 1971. — May. — Vol. 3. — P. 73.
134. *Poland A. I., Mariska J. T.* A Siphon Mechanism for Supplying Prominence Mass // *Solar Physics*. — 1986. — Apr. — Vol. 104, no. 2. — P. 303–312.
135. *Zirker J. B., Engvold O., Martin S. F.* Counter-streaming gas flows in solar prominences as evidence for vertical magnetic fields // *Nature*. — 1998. — Dec. — Vol. 396, no. 6710. — P. 440–441.
136. *Wang Y.-M.* The Jetlike Nature of He II $\lambda 304$ Prominences // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1999. — July. — Vol. 520, no. 1. — P. L71–L74.

137. *Wang Y.-M.* On the Relationship between He II $\lambda 304$ Prominences and the Photospheric Magnetic Field // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — Oct. — Vol. 560, no. 1. — P. 456–465.
138. *Chae J., Martin S. F., Yun H. S., [et al.]*. Small Magnetic Bipoles Emerging in a Filament Channel // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — Feb. — Vol. 548, no. 1. — P. 497–507.
139. *Chae J.* The Formation of a Prominence in NOAA Active Region 8668. II. Trace Observations of Jets and Eruptions Associated with Canceling Magnetic Features // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — Feb. — Vol. 584, no. 2. — P. 1084–1094.
140. *Liu Y., Kurokawa H., Shibata K.* Production of Filaments by Surges // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2005. — Sept. — Vol. 631, no. 1. — P. L93–L96.
141. *Litvinenko Y. E., Chae J., Park S.-Y.* Flux Pile-up Magnetic Reconnection in the Solar Photosphere // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — June. — Vol. 662, no. 2. — P. 1302–1308.
142. *Berger T. E., Shine R. A., Slater G. L., [et al.]*. Hinode SOT Observations of Solar Quiescent Prominence Dynamics // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — Mar. — Vol. 676, no. 1. — P. L89.
143. *Berger T. E., Slater G., Hurlburt N., [et al.]*. Quiescent Prominence Dynamics Observed with the Hinode Solar Optical Telescope. I. Turbulent Upflow Plumes // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — June. — Vol. 716, no. 2. — P. 1288–1307.
144. *Priest E. R., van Ballegooijen A. A., Mackay D. H.* A Model for Dextral and Sinistral Prominences // *The Astrophysical Journal*. — 1996. — Mar. — Vol. 460. — P. 530.

145. *Oliver R., Čadež V. M., Carbonell M., Ballester J. L.* Coronal potential magnetic fields from photospheric sources with finite width // *Astronomy & Astrophysics*. — 1999. — Nov. — Vol. 351. — P. 733–740.
146. *Litvinenko Y. E., Martin S. F.* Magnetic reconnection as the cause of a photospheric canceling feature and mass flows in a filament // *Solar Physics*. — 1999. — Dec. — Vol. 190. — P. 45–58.
147. *Galsgaard K., Longbottom A. W.* Formation of Solar Prominences by Flux Convergence // *The Astrophysical Journal*. — 1999. — Jan. — Vol. 510. — P. 444–459.
148. *Deng Y. Y., Schmieder B., Engvold O., DeLuca E., Golub L.* Emergence of sheared magnetic flux tubes in an active region observed with the SVST and TRACE // *Solar Physics*. — 2000. — Aug. — Vol. 195, no. 2. — P. 347–366.
149. *Welsch B. T., DeVore C. R., Antiochos S. K.* Magnetic Reconnection Models of Prominence Formation // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Dec. — Vol. 634, no. 2. — P. 1395–1404.
150. *Litvinenko Y. E., Wheatland M. S.* A Simple Dynamical Model for Filament Formation in the Solar Corona // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Sept. — Vol. 630, no. 1. — P. 587–595.
151. *Okamoto T. J., Tsuneta S., Lites B. W., [et al.]*. Emergence of a Helical Flux Rope under an Active Region Prominence // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — Feb. — Vol. 673, no. 2. — P. L215.
152. *Parker E. N.* Instability of Thermal Fields // *The Astrophysical Journal*. — 1953. — May. — Vol. 117. — P. 431.
153. *Field G. B.* Thermal Instability // *The Astrophysical Journal*. — 1965. — Aug. — Vol. 142. — P. 531.

154. *Cox D. P., Tucker W. H.* Ionization Equilibrium and Radiative Cooling of a Low-Density Plasma // *The Astrophysical Journal*. — 1969. — Sept. — Vol. 157. — P. 1157.
155. *Hildner E.* The Formation of Solar Quiescent Prominences by Condensation // *Solar Physics*. — 1974. — Mar. — Vol. 35, no. 1. — P. 123–136.
156. *An C.-H.* Formation of prominences by condensation modes in magnetized cylindrical plasmas // *The Astrophysical Journal*. — 1985. — Nov. — Vol. 298. — P. 409–413.
157. *Antiochos S. K., Klimchuk J. A.* A Model for the Formation of Solar Prominences // *The Astrophysical Journal*. — 1991. — Sept. — Vol. 378. — P. 372.
158. *Antiochos S. K., MacNeice P. J., Spicer D. S., Klimchuk J. A.* The Dynamic Formation of Prominence Condensations // *The Astrophysical Journal*. — 1999. — Feb. — Vol. 512, no. 2. — P. 985–991.
159. *Antiochos S. K., MacNeice P. J., Spicer D. S.* The Thermal Nonequilibrium of Prominences // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — June. — Vol. 536, no. 1. — P. 494–499.
160. *Karpen J. T., Tanner S. E. M., Antiochos S. K., DeVore C. R.* Prominence Formation by Thermal Nonequilibrium in the Sheared-Arcade Model // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Dec. — Vol. 635, no. 2. — P. 1319–1328.
161. *Karpen J. T., Antiochos S. K., Klimchuk J. A.* The Origin of High-Speed Motions and Threads in Prominences // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Jan. — Vol. 637, no. 1. — P. 531–540.

162. *Karpen J. T., Antiochos S. K.* Condensation Formation by Impulsive Heating in Prominences // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Mar. — Vol. 676, no. 1. — P. 658–671.
163. *Luna M., Karpen J. T., DeVore C. R.* Formation and Evolution of a Multi-threaded Solar Prominence // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Feb. — Vol. 746, no. 1. — P. 30.
164. *McMath R. R., Pettit E., Sawyer H. E., Brodie J. T.* An Eruptive Prominence of Record Height and Velocity // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 1937. — Dec. — Vol. 49, no. 292. — P. 305.
165. *Karlický M., Kotrč P., Kupryakov Y. A.* The 1 October 2001 Eruptive Prominence: Observed and Modeled Structures // *Solar Physics*. — 2002. — Dec. — Vol. 211, no. 1. — P. 231–240.
166. *Duchlev P., Dechev M., Koleva K., Kokotanekova J., Rompolt B., Rudawy P.* Kinetics of the post-eruptive phase of an eruptive prominence on 8 May, 1979 // *Bulgarian Astronomical Journal*. — 2010. — Jan. — Vol. 13. — P. 69.
167. *Duchlev P., Koleva K., Kokotanekova J., [et al.]*. Kinematics and evolution of eruptive prominences of two different basic types // *Bulgarian Astronomical Journal*. — 2010. — Jan. — Vol. 13. — P. 47.
168. *Chifu I., Inhester B., Mierla M., Chifu V., Wiegelmann T.* First 4D Reconstruction of an Eruptive Prominence Using Three Simultaneous View Directions // *Solar Physics*. — 2012. — Nov. — Vol. 281, no. 1. — P. 121–135.
169. *McCauley P. I., Su Y. N., Schanche N., [et al.]*. Prominence and Filament Eruptions Observed by the Solar Dynamics Observatory: Statistical Properties, Kinematics, and Online Catalog // *Solar Physics*. — 2015. — June. — Vol. 290, no. 6. — P. 1703–1740.

170. *Wang Y.-M., Sheeley N. R. J.* Observations of Core Fallback during Coronal Mass Ejections // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — Mar. — Vol. 567, no. 2. — P. 1211–1224.
171. *Liu R., Alexander D., Gilbert H. R.* Asymmetric Eruptive Filaments // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Feb. — Vol. 691, no. 2. — P. 1079–1091.
172. *Liu R., Kliem B., Török T., [et al.].* Slow Rise and Partial Eruption of a Double-decker Filament. I. Observations and Interpretation // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Sept. — Vol. 756, no. 1. — P. 59.
173. *Tripathi D., Reeves K. K., Gibson S. E., Srivastava A., Joshi N. C.* SDO/AIA Observations of a Partially Erupting Prominence // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Dec. — Vol. 778, no. 2. — P. 142.
174. *Munro R. H., Gosling J. T., Hildner E., MacQueen R. M., Poland A. I., Ross C. L.* The association of coronal mass ejection transients with other forms of solar activity // *Solar Physics*. — 1979. — Feb. — Vol. 61, no. 1. — P. 201–215.
175. *Physics of the Sun. Volume III: Astrophysics and Solar-Terrestrial Relations. Vol. 26 / ed. by P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. M. Mihalas, R. K. Ulrich.* — Reidel, 1986. — (Geophysics and Astrophysics Monographs).
176. *Webb D. F., Hundhausen A. J.* Activity Associated with the Solar Origin of Coronal Mass Ejections // *Solar Physics*. — 1987. — Sept. — Vol. 108, no. 2. — P. 383–401.
177. *St. Cyr O. C., Webb D. F.* Activity Associated with Coronal Mass Ejections at Solar Minimum: SMM Observations from 1984–1986 // *Solar Physics*. — 1991. — Dec. — Vol. 136, no. 2. — P. 379–394.

178. *Hargreaves J. K.* The Solar-Terrestrial Environment: An Introduction to Geospace — the Science of the Terrestrial Upper Atmosphere, Ionosphere, and Magnetosphere. Vol. 7. — Cambridge University Press, 1992. — (Cambridge Atmospheric and Space Science Series).
179. *Gilbert H. R., Holzer T. E., Burkepile J. T., Hundhausen A. J.* Active and Eruptive Prominences and Their Relationship to Coronal Mass Ejections // The Astrophysical Journal. — 2000. — July. — Vol. 537. — P. 503–515.
180. *Jing J., Yurchyshyn V. B., Yang G., Xu Y., Wang H.* On the Relation between Filament Eruptions, Flares, and Coronal Mass Ejections // The Astrophysical Journal. — 2004. — Oct. — Vol. 614, no. 2. — P. 1054–1062.
181. *Filippov B., Koutchmy S.* Causal relationships between eruptive prominences and coronal mass ejections // Annales Geophysicae. — 2008. — Oct. — Vol. 26. — P. 3025–3031.
182. *Howard T.* Coronal Mass Ejections: An Introduction. Vol. 371. — Springer, 2011. — (Astrophysics and Space Science Library).
183. *Schmieder B., Démoulin P., Aulanier G.* Solar filament eruptions and their physical role in triggering coronal mass ejections // Advances in Space Research. — 2013. — June. — Vol. 51, no. 11. — P. 1967–1980.
184. *Sinha S., Srivastava N., Nandy D.* Solar Filament Eruptions as Precursors to Flare-CME Events: Establishing the Temporal Connection // The Astrophysical Journal. — 2019. — Aug. — Vol. 880, no. 2. — P. 84.
185. *Hildner E., Gosling J. T., Hansen R. T., Bohlin J. D.* The Sources of Material Comprising a Mass Ejection Coronal Transient // Solar Physics. — 1975. — Dec. — Vol. 45, no. 2. — P. 363–376.

186. *Forbes T. G.* A review on the genesis of coronal mass ejections // Journal of Geophysical Research. — 2000. — Oct. — Vol. 105, A10. — P. 23153–23166.
187. *Aulanier G.* The physical mechanisms that initiate and drive solar eruptions // Nature of Prominences and their Role in Space Weather. Vol. 300 / ed. by B. Schmieder, J.-m. Malherbe, S. T. Wu. — 01/2014. — P. 184–196. — (IAU Symposium).
188. *Török T., Kliem B.* Confined and Ejective Eruptions of Kink-unstable Flux Ropes // The Astrophysical Journal Letters. — 2005. — Sept. — Vol. 630. — P. L97–L100.
189. *Williams D. R., Török T., Démoulin P., van Driel-Gesztelyi L., Kliem B.* Eruption of a Kink-unstable Filament in NOAA Active Region 10696 // The Astrophysical Journal Letters. — 2005. — Aug. — Vol. 628. — P. L163–L166.
190. *Kliem B., Török T.* Torus Instability // Physical Review Letters. — 2006. — June. — Vol. 96, no. 25. — P. 255002.
191. *Isenberg P. A., Forbes T. G.* A Three-dimensional Line-tied Magnetic Field Model for Solar Eruptions // The Astrophysical Journal. — 2007. — Dec. — Vol. 670, no. 2. — P. 1453–1466.
192. *Démoulin P., Aulanier G.* Criteria for Flux Rope Eruption: Non-equilibrium Versus Torus Instability // The Astrophysical Journal. — 2010. — Aug. — Vol. 718, no. 2. — P. 1388–1399.
193. *Feynman J., Martin S. F.* The initiation of coronal mass ejections by newly emerging magnetic flux // Journal of Geophysical Research. — 1995. — Mar. — Vol. 100, A3. — P. 3355–3368.

194. *Antiochos S. K.* The Magnetic Topology of Solar Eruptions // The Astrophysical Journal Letters. — 1998. — Aug. — Vol. 502. — P. L181–L184.
195. *Wang Y.-M., Sheeley N. R. J.* Filament Eruptions near Emerging Bipoles // The Astrophysical Journal Letters. — 1999. — Jan. — Vol. 510, no. 2. — P. L157–L160.
196. *Antiochos S. K., DeVore C. R., Klimchuk J. A.* A Model for Solar Coronal Mass Ejections // The Astrophysical Journal. — 1999. — Jan. — Vol. 510, no. 1. — P. 485–493.
197. *Nagashima K., Isobe H., Yokoyama T., Ishii T. T., Okamoto T. J., Shibata K.* Triggering Mechanism for the Filament Eruption on 2005 September 13 in NOAA Active Region 10808 // The Astrophysical Journal. — 2007. — Oct. — Vol. 668, no. 1. — P. 533–545.
198. *DeVore C. R., Antiochos S. K.* Homologous Confined Filament Eruptions via Magnetic Breakout // The Astrophysical Journal. — 2008. — June. — Vol. 680. — P. 740–756.
199. *Sterling A. C., Moore R. L., Freeland S. L.* Insights into Filament Eruption Onset from Solar Dynamics Observatory Observations // The Astrophysical Journal Letters. — 2011. — Apr. — Vol. 731, no. 1. — P. L3.
200. *Zhang Y. Z.* The Formation and Eruption of Solar Quiescent Prominences // The Astrophysical Journal. — 2013. — Nov. — Vol. 777. — P. 52.
201. *Reva A. A., Ulyanov A. S., Shestov S. V., Kuzin S. V.* Breakout Reconnection Observed by the TESIS EUV Telescope // The Astrophysical Journal. — 2016. — Jan. — Vol. 816, no. 2. — P. 90.
202. *Sviatsky D.* Astronomy in the Russian chronicles // Journal of the British Astronomical Association. — 1923. — Vol. 33. — P. 285–287.

203. *Vyssotsky A. N.* Astronomical records in the Russian chronicles from 1000 to 1600 A.D. (as collected by D.O. Sviatsky) // *Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie II.* — 1949. — Jan. — Vol. 126. — P. 3–52.
204. *Tandberg-Hanssen E.* The History of Solar Prominence Research (Review) // *IAU Colloq. 167: New Perspectives on Solar Prominences.* Vol. 150 / ed. by D. F. Webb, B. Schmieder, D. M. Rust. — 01/1998. — P. 11. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
205. *Schielicke R., Wittmann A. D.* On the Berkowski daguerreotype (Königsberg, 1851 July 28): the first correctly-exposed photograph of the solar corona // *Acta Historica Astronomiae.* — 2005. — Jan. — Vol. 25. — P. 128–147.
206. *Janssen M.* The Total Solar Eclipse of August 1868. Part II // *Astronomical register.* — 1869. — Vol. 7. — P. 131–133.
207. *Lockyer J. N.* Notice of an Observation of the Spectrum of a Solar Prominence, by J. N. Lockyer, Esq // *Proceedings of the Royal Society of London Series I.* — 1868. — Vol. 17. — P. 91–92.
208. *Hale G. E., Ellerman F.* The Rumford spectroheliograph of the Yerkes Observatory // *Publications of the Yerkes Observatory.* — 1903. — Jan. — Vol. 3. — P. I.1–XV.
209. *Lyot B.* The study of the solar corona and prominences without eclipses (George Darwin Lecture, 1939) // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 1939. — May. — Vol. 99. — P. 538.
210. *Heinzel P.* Multiwavelength Observations of Solar Prominences // *Solar and Stellar Physics Through Eclipses.* Vol. 370 / ed. by O. Demircan, S. O. Selam, B. Albayrak. — 05/2007. — P. 46. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).

211. *Kosugi T., Matsuzaki K., Sakao T., [et al.]*. The Hinode (Solar-B) Mission: An Overview // *Solar Physics*. — 2007. — June. — Vol. 243. — P. 3–17.
212. *Tsuneta S., Ichimoto K., Katsukawa Y., [et al.]*. The Solar Optical Telescope for the Hinode Mission: An Overview // *Solar Physics*. — 2008. — June. — Vol. 249, no. 2. — P. 167–196.
213. *Labrosse N., Gouttebroze P.* Formation of helium spectrum in solar quiescent prominences // *Astronomy & Astrophysics*. — 2001. — Dec. — Vol. 380. — P. 323–340.
214. *Patsourakos S., Vial J.-C.* Soho Contribution to Prominence Science // *Solar Physics*. — 2002. — Aug. — Vol. 208. — P. 253–281.
215. *Foullon C., Verwichte E.* Automated Detection of EUV Prominences // *Solar Physics*. — 2006. — Mar. — Vol. 234. — P. 135–150.
216. *Labrosse N., Dalla S., marshall S.* Automatic Detection of Limb Prominences in 304 Å EUV Images // *Solar Physics*. — 2010. — Apr. — Vol. 262. — P. 449–460.
217. *Wang Y., Cao H., Chen J., [et al.]*. Solar Limb Prominence Catcher and Tracker (SLIPCAT): An Automated System and its Preliminary Statistical Results // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — July. — Vol. 717. — P. 973–986.
218. *Schrijver C. J., Zwaan C.* *Solar and Stellar Magnetic Activity*. Vol. 34. — Cambridge University Press, 2000. — (Cambridge astrophysics series).
219. *Sterling A. C.* Solar Spicules: A Review of Recent Models and Targets for Future Observations (Invited Review) // *Solar Physics*. — 2000. — Sept. — Vol. 196. — P. 79–111.
220. *Beckers J. M.* Solar Spicules (Invited Review Paper) // *Solar Physics*. — 1968. — Mar. — Vol. 3. — P. 367–433.

221. *Lippincott S. L.* Chromospheric Spicules // Smithsonian Contributions to Astrophysics. — 1957. — Vol. 2. — P. 15.
222. *Michard R.* Spicules and Their Surroundings // Chromospheric Fine Structure. Vol. 56 / ed. by R. G. Athay. — 01/1974. — P. 3–22. — (IAU Symposium).
223. *Tsiropoula G., Tziotziou K., Kontogiannis I., Madjarska M. S., Doyle J. G., Suematsu Y.* Solar Fine-Scale Structures. I. Spicules and Other Small-Scale, Jet-Like Events at the Chromospheric Level: Observations and Physical Parameters // Space Science Reviews. — 2012. — Sept. — Vol. 169, no. 1–4. — P. 181–244.
224. *Pereira T. M. D., De Pontieu B., Carlsson M.* Quantifying Spicules // The Astrophysical Journal. — 2012. — Nov. — Vol. 759. — P. 18.
225. *Alissandrakis C. E., Zachariadis T., Gontikakis C.* TRACE Observations of Solar Spicules Beyond the Limb in LY- α and CIV // The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations. Vol. 11. — 12/2005. — P. 541. — (ESA Special Publication).
226. *Lynch D. K., Beckers J. M., Dunn R. B.* A Morphological Study of Solar Spicules // Solar Physics. — 1973. — May. — Vol. 30, no. 1. — P. 63–70.
227. *Pasachoff J. M., Jacobson W. A., Sterling A. C.* Limb Spicules from the Ground and from Space // Solar Physics. — 2009. — Nov. — Vol. 260. — P. 59–82.
228. *Nishikawa T.* Spicule observations with high spatial resolution // Publications of the Astronomical Society of Japan. — 1988. — Jan. — Vol. 40, no. 5. — P. 613–625.
229. *Pereira T. M. D., De Pontieu B., Carlsson M.* The Effects of Spatio-temporal Resolution on Deduced Spicule Properties // The Astrophysical Journal. — 2013. — Feb. — Vol. 764, no. 1. — P. 69.

230. *Roberts W. O.* A Preliminary Report on Chromospheric Spicules of Extremely Short Lifetime // *The Astrophysical Journal*. — 1945. — Mar. — Vol. 101. — P. 136.
231. *Scharmer G. B., Bjelksjo K., Korhonen T. K., Lindberg B., Petterson B.* The 1-meter Swedish solar telescope // *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*. Vol. 4853 / ed. by S. L. Keil, S. V. Avakyan. — 02/2003. — P. 341–350. — (Proceedings of the SPIE).
232. *de la Cruz Rodríguez J., Löfdahl M. G., Sütterlin P., Hillberg T., Rouppe van der Voort L.* CRISPRED: A data pipeline for the CRISP imaging spectropolarimeter // *Astronomy & Astrophysics*. — 2015. — Jan. — Vol. 573. — A40.
233. *Pereira T. M. D., Rouppe van der Voort L., Carlsson M.* The Appearance of Spicules in High Resolution Observations of Ca II H and H α // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — June. — Vol. 824, no. 2. — P. 65.
234. *Alissandrakis C. E.* A Spectroscopic Study of Solar Spicules in H α , H β and K // *Solar Physics*. — 1973. — Oct. — Vol. 32, no. 2. — P. 345–359.
235. *Krall K. R., Bessey R. J., Beckers J. M.* A time evolution study of limb spicule spectra // *Solar Physics*. — 1976. — Jan. — Vol. 46, no. 1. — P. 93–114.
236. *Braun D., Lindsey C.* A Solar Chromosphere and Spicule Model Based on Far-Infrared Limb Observations // *The Astrophysical Journal*. — 1987. — Sept. — Vol. 320. — P. 898.
237. *Matsuno K., Hirayama T.* The Height Distribution of the Kinetic Temperature and Turbulent Velocity of Solar H α Spicules // *Solar Physics*. — 1988. — Mar. — Vol. 117, no. 1. — P. 21–36.

238. *Socas-Navarro H., Elmore D.* Physical Properties of Spicules from Simultaneous Spectropolarimetric Observations of He I and Ca II Lines // The Astrophysical Journal Letters. — 2005. — Feb. — Vol. 619, no. 2. — P. L195–L198.
239. *Krat V. A., Krat T. V.* On Physical Properties of Solar Spicules // Solar Physics. — 1971. — Apr. — Vol. 17, no. 2. — P. 355–368.
240. *Rush J. H., Roberts W. O.* Recent Studies of Chromospheric Spicules // Australian Journal of Physics. — 1954. — June. — Vol. 7. — P. 230.
241. *Heristchi D., Mouradian Z.* On the Inclination and the Axial Velocity of Spicules // Solar Physics. — 1992. — Nov. — Vol. 142, no. 1. — P. 21–34.
242. *Christopoulou E. B., Georgakilas A. A., Koutchmy S.* Fine Structure of the Magnetic Chromosphere: Near-Limb Imaging, Data Processing and Analysis of Spicules and Mottles // Solar Physics. — 2001. — Mar. — Vol. 199, no. 1. — P. 61–80.
243. *Pasachoff J. M., Noyes R. W., Beckers J. M.* Spectral Observations of Spicules at Two Heights in the Solar Chromosphere // Solar Physics. — 1968. — Oct. — Vol. 5, no. 2. — P. 131–158.
244. *Alissandrakis C. E., Macris C. J.* A Study of the Fine Structure of the Solar Chromosphere at the Limb // Solar Physics. — 1971. — Oct. — Vol. 20, no. 1. — P. 47–56.
245. *Mohler O. C.* Eclipse observations of the structure of the chromosphere // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1951. — Jan. — Vol. 111. — P. 630.
246. *Athay R. G.* The Number of Spicules in the Middle Chromosphere // The Astrophysical Journal. — 1959. — Jan. — Vol. 129. — P. 164.

247. *Beckers J. M.* Study of the Undisturbed Chromosphere from $H\alpha$ -Disk Filtergrams, with Particular Reference to the Identification of Spicules // *The Astrophysical Journal*. — 1963. — Oct. — Vol. 138. — P. 648.
248. *Mamedov S. G., Kuli-Zade D. M., Alieva Z. F., Musaev M. M., Mustafa F. R.* The total number of spicules on the solar surface and their role in heating and mass balance in the solar corona // *Astronomy Reports*. — 2016. — Sept. — Vol. 60, no. 9. — P. 848–852.
249. *de Pontieu B., McIntosh S., Hansteen V. H., [et al.]*. A Tale of Two Spicules: The Impact of Spicules on the Magnetic Chromosphere // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2007. — Nov. — Vol. 59. — S655–S662.
250. *Sterling A. C., Moore R. L., DeForest C. E.* Hinode Solar Optical Telescope Observations of the Source Regions and Evolution of “Type II” Spicules at the Solar Polar Limb // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2010. — May. — Vol. 714. — P. L1–L6.
251. *Tavabi E., Koutchmy S., Ajabshirizadeh A.* A statistical analysis of the SOT-Hinode observations of solar spicules and their wave-like behavior // *New Astronomy*. — 2011. — July. — Vol. 16. — P. 296–305.
252. *de Pontieu B., McIntosh S. W., Hansteen V. H., Schrijver C. J.* Observing the Roots of Solar Coronal Heating—in the Chromosphere // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2009. — Aug. — Vol. 701, no. 1. — P. L1–L6.
253. *Moore R. L., Sterling A. C., Cirtain J. W., Falconer D. A.* Solar X-ray Jets, Type-II Spicules, Granule-size Emerging Bipoles, and the Genesis of the Heliosphere // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2011. — Apr. — Vol. 731. — P. L18.

254. *Klimchuk J. A.* The role of type II spicules in the upper solar atmosphere // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. — 2012. — Dec. — Vol. 117, A12. — A12102.
255. *Porfir'eva G. A., Yakunina G. V.* Chromospheric spicules and solar corona // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. — 2016. — Dec. — Vol. 29, no. 4. — P. 567–580.
256. *De Pontieu B., De Moortel I., Martinez-Sykora J., McIntosh S. W.* Observations and Numerical Models of Solar Coronal Heating Associated with Spicules // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2017. — Aug. — Vol. 845, no. 2. — P. L18.
257. *Martínez-Sykora J., De Pontieu B., De Moortel I., Hansteen V. H., Carlsson M.* Impact of Type II Spicules in the Corona: Simulations and Synthetic Observables // *The Astrophysical Journal*. — 2018. — June. — Vol. 860, no. 2. — P. 116.
258. *Shibata K., Ishido Y., Acton L. W., [et al.]*. Observations of X-ray jets with the YOHKOH Soft X-ray Telescope // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 1992. — Oct. — Vol. 44. — P. L173–L179.
259. *Raouafi N. E., Patsourakos S., Pariat E., [et al.]*. Solar Coronal Jets: Observations, Theory, and Modeling // *Space Science Reviews*. — 2016. — Nov. — Vol. 201. — P. 1–53.
260. *Golub L., Deluca E., Austin G., [et al.]*. The X-Ray Telescope (XRT) for the Hinode Mission // *Solar Physics*. — 2007. — June. — Vol. 243, no. 1. — P. 63–86.
261. *Madjarska M. S.* Dynamics and plasma properties of an X-ray jet from SUMER, EIS, XRT, and EUVI A & B simultaneous observations // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — Feb. — Vol. 526. — A19.

262. *Alexander D., Fletcher L.* High-resolution Observations of Plasma Jets in the Solar Corona // *Solar Physics*. — 1999. — Dec. — Vol. 190. — P. 167–184.
263. *Shimojo M., Shibata K.* Physical Parameters of Solar X-Ray Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Oct. — Vol. 542, no. 2. — P. 1100–1108.
264. *Chifor C., Young P. R., Isobe H., [et al.]*. An active region jet observed with Hinode // *Astronomy & Astrophysics*. — 2008. — Apr. — Vol. 481. — P. L57–L60.
265. *Culhane L., Harra L. K., Baker D., [et al.]*. Hinode EUV Study of Jets in the Sun's South Polar Corona // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2007. — Nov. — Vol. 59. — S751–S756.
266. *Nisticò G., Patsourakos S., Bothmer V., Zimbardo G.* Determination of temperature maps of EUV coronal hole jets // *Advances in Space Research*. — 2011. — Nov. — Vol. 48. — P. 1490–1498.
267. *Pucci S., Poletto G., Sterling A. C., Romoli M.* Physical Parameters of Standard and Blowout Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Oct. — Vol. 776, no. 1. — P. 16.
268. *Moreno-Insertis F., Galsgaard K., Ugarte-Urra I.* Jets in Coronal Holes: Hinode Observations and Three-dimensional Computer Modeling // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — Feb. — Vol. 673, no. 2. — P. L211.
269. *Doschek G. A., Landi E., Warren H. P., Harra L. K.* Bright Points and Jets in Polar Coronal Holes Observed by the Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrometer on Hinode // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — Feb. — Vol. 710. — P. 1806–1824.

270. *Savcheva A., Cirtain J., Deluca E. E., [et al.]*. A Study of Polar Jet Parameters Based on Hinode XRT Observations // Publications of the Astronomical Society of Japan. — 2007. — Nov. — Vol. 59. — S771.
271. *Shimojo M., Hashimoto S., Shibata K., Hirayama T., Hudson H. S., Acton L. W.* Statistical Study of Solar X-Ray Jets Observed with the YOHKOH Soft X-Ray Telescope // Publications of the Astronomical Society of Japan. — 1996. — Feb. — Vol. 48. — P. 123–136.
272. *Nisticò G., Bothmer V., Patsourakos S., Zimbardo G.* Characteristics of EUV Coronal Jets Observed with STEREO/SECCHI // Solar Physics. — 2009. — Oct. — Vol. 259. — P. 87–108.
273. *Nisticò G., Bothmer V., Patsourakos S., Zimbardo G.* Observational features of equatorial coronal hole jets // Annales Geophysicae. — 2010. — Mar. — Vol. 28. — P. 687–696.
274. *Filippov B., Golub L., Koutchmy S.* X-Ray Jet Dynamics in a Polar Coronal Hole Region // Solar Physics. — 2009. — Feb. — Vol. 254, no. 2. — P. 259–269.
275. *Shibata K., Nitta N., Strong K. T., [et al.]*. A Gigantic Coronal Jet Ejected from a Compact Active Region in a Coronal Hole // The Astrophysical Journal Letters. — 1994. — Aug. — Vol. 431. — P. L51.
276. *Bain H. M., Fletcher L.* Hard X-ray emission from a flare-related jet // Astronomy & Astrophysics. — 2009. — Dec. — Vol. 508, no. 3. — P. 1443–1452.
277. *Kim Y.-H., Moon Y.-J., Park Y.-D., [et al.]*. Small-Scale X-Ray/EUV Jets Seen in Hinode XRT and TRACE // Publications of the Astronomical Society of Japan. — 2007. — Nov. — Vol. 59. — S763.

278. *Wang Y.-M., Sheeley N. R. J., Socker D. G., [et al.]*. Observations of Correlated White-Light and Extreme-Ultraviolet Jets from Polar Coronal Holes // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — Dec. — Vol. 508, no. 2. — P. 899–907.
279. *Wang Y.-M., Sheeley N. R. J.* Coronal White-Light Jets near Sunspot Maximum // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — Aug. — Vol. 575, no. 1. — P. 542–552.
280. *Paraschiv A. R., Lacatus D. A., Badescu T., [et al.]*. Study of Coronal Jets During Solar Minimum Based on STEREO/SECCHI Observations // *Solar Physics*. — 2010. — July. — Vol. 264, no. 2. — P. 365–375.
281. *Kamio S., Curdt W., Teriaca L., Inhester B., Solanki S. K.* Observations of a rotating macrospicule associated with an X-ray jet // *Astronomy & Astrophysics*. — 2010. — Feb. — Vol. 510. — P. L1.
282. *Kamio S., Hara H., Watanabe T., [et al.]*. Velocity Structure of Jets in a Coronal Hole // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2007. — Nov. — Vol. 59. — S757.
283. *Patsourakos S., Pariat E., Vourlidas A., Antiochos S. K., Wuelser J. P.* STEREO SECCHI Stereoscopic Observations Constraining the Initiation of Polar Coronal Jets // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — June. — Vol. 680. — P. L73.
284. *Reva A. A., Ulyanov A. S., Bogachev S. A., Kuzin S. V.* Initiation and Early Evolution of the Coronal Mass Ejection on 2009 May 13 from Extreme-ultraviolet and White-light Observations // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Oct. — Vol. 793, no. 2. — P. 140.
285. *Reva A. A., Kirichenko A. S., Ulyanov A. S., Kuzin S. V.* Observations of the Coronal Mass Ejection with a Complex Acceleration Profile // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — Dec. — Vol. 851, no. 2. — P. 108.

286. *Srivastava A. K., Murawski K.* Observations of a pulse-driven cool polar jet by SDO/AIA // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — Oct. — Vol. 534. — A62.
287. *Moore R. L., Sterling A. C., Falconer D. A.* Magnetic Untwisting in Solar Jets that Go into the Outer Corona in Polar Coronal Holes // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — June. — Vol. 806. — P. 11.
288. *Moore R. L., Cirtain J. W., Sterling A. C., Falconer D. A.* Dichotomy of Solar Coronal Jets: Standard Jets and Blowout Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — Sept. — Vol. 720. — P. 757–770.
289. *Moore R. L., Sterling A. C., Falconer D. A., Robe D.* The Cool Component and the Dichotomy, Lateral Expansion, and Axial Rotation of Solar X-Ray Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — June. — Vol. 769. — P. 134.
290. *Sterling A. C., Moore R. L., Falconer D. A., Adams M.* Small-scale filament eruptions as the driver of X-ray jets in solar coronal holes // *Nature*. — 2015. — July. — Vol. 523. — P. 437–440.
291. *Dere K. P., Bartoe J.-D. F., Brueckner G. E., Cook J. W., Socker D. G.* UV observations of macrospicules at the solar limb // *Solar Physics*. — 1989. — Mar. — Vol. 119. — P. 55–63.
292. *Karouska M., Habbal S. R.* Dynamical structure of extreme ultraviolet macrospicules // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1994. — Aug. — Vol. 431. — P. L59–L62.
293. *Parenti S., Bromage B. J. I., Bromage G. E.* An erupting macrospicule. Characteristics derived from SOHO-CDS spectroscopic observations // *Astronomy & Astrophysics*. — 2002. — Mar. — Vol. 384. — P. 303–316.
294. *Wang H.* Comparison of $H\alpha$ and He II $\lambda 304$ Macrospicules // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — Dec. — Vol. 509. — P. 461–470.

295. *Shibata K.* Two types of jets and origin of macrospicules // *Solar Physics*. — 1982. — Nov. — Vol. 81. — P. 9–17.
296. *Pike C. D., Harrison R. A.* EUV Observations of a Macrospicule: Evidence for Solar Wind Acceleration? // *Solar Physics*. — 1997. — Oct. — Vol. 175. — P. 457–465.
297. *Harrison R. A.* EUV Blinkers: The Significance of Variations in the Extreme Ultraviolet Quiet Sun // *Solar Physics*. — 1997. — Oct. — Vol. 175. — P. 467–485.
298. *O’Shea E., Banerjee D., Doyle J. G.* Blinker/macro-spicule activity in an off-limb polar region // *Astronomy & Astrophysics*. — 2005. — June. — Vol. 436. — P. L43–L46.
299. *Madjarska M. S., Doyle J. G., Hochedez J.-F., Theissen A.* Macrospicules and blinkers as seen in Shutterless EIT 304 Å // *Astronomy & Astrophysics*. — 2006. — June. — Vol. 452. — P. L11–L14.
300. *Scullion E., Popescu M. D., Banerjee D., Doyle J. G., Erdélyi R.* Jets in Polar Coronal Holes // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Oct. — Vol. 704. — P. 1385–1395.
301. *Sterling A. C., Harra L. K., Moore R. L.* Fibrillar Chromospheric Spicule-like Counterparts to an Extreme-ultraviolet and Soft X-ray Blowout Coronal Jet // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — Oct. — Vol. 722. — P. 1644–1653.
302. *Kiss T. S., Gyenge N., Erdélyi R.* Quasi-biennial oscillations in the cross-correlation of properties of macrospicules // *Advances in Space Research*. — 2018. — Jan. — Vol. 61. — P. 611–616.
303. *Kiss T. S., Erdélyi R.* On Quasi-biennial Oscillations in Chromospheric Macrospicules and Their Potential Relation to the Global Solar Magnetic

- Field // *The Astrophysical Journal*. — 2018. — Apr. — Vol. 857. — P. 113.
304. *Pike C. D., Mason H. E.* Rotating Transition Region Features Observed with the SOHO Coronal Diagnostic Spectrometer // *Solar Physics*. — 1998. — Oct. — Vol. 182. — P. 333–348.
305. *Banerjee D., O’Shea E., Doyle J. G.* Giant macro-spicule as observed by CDS on SOHO // *Astronomy & Astrophysics*. — 2000. — Mar. — Vol. 355. — P. 1152–1159.
306. *Xia L. D., Popescu M. D., Doyle J. G., Giannikakis J.* Time series study of EUV spicules observed by SUMER/SoHO // *Astronomy & Astrophysics*. — 2005. — Aug. — Vol. 438. — P. 1115–1122.
307. *Madjarska M. S., Vanninathan K., Doyle J. G.* Can coronal hole spicules reach coronal temperatures? // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — Aug. — Vol. 532. — P. L1.
308. *Popescu M. D., Xia L. D., Banerjee D., Doyle J. G.* A study of a macro-spicule and a transition region explosive event in a solar coronal hole // *Advances in Space Research*. — 2007. — Vol. 40. — P. 1021–1025.
309. *Habbal S. R., Gonzalez R. D.* First observations of microspicules at 4.8 GHz at the solar limb in polar coronal holes // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1991. — July. — Vol. 376. — P. L25–L27.
310. *Waldmeier M.* Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. — Leipzig : Geest & Portig, 1955.
311. *Zhang J., Wang J., Lee C.-Y., Wang H.* Macrospicules Observed with $H\alpha$ Against the Quiet Solar Disk // *Solar Physics*. — 2000. — May. — Vol. 194. — P. 59–72.
312. *LaBonte B. J.* Activity in the quiet sun. I. Observations of macrospicules in $H\alpha$ and D_3 // *Solar Physics*. — 1979. — Mar. — Vol. 61. — P. 283–296.

313. *Kjeldseth-Moe O., Beckers J. M., Engvold O.* A comparison of spicules in the $H\alpha$ and He II (304 Å) lines // *Solar Physics*. — 1975. — Jan. — Vol. 40. — P. 65–68.
314. *Dere K. P., Bartoe J.-D. F., Brueckner G. E.* Chromospheric jets - Possible extreme-ultraviolet observations of spicules // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1983. — Apr. — Vol. 267. — P. L65–L68.
315. *Cook J. W., Brueckner G. E., Bartoe J.-D. F., Socker D. G.* HRTS observations of spicular emission at transition region temperatures above the solar limb // *Advances in Space Research*. — 1984. — Jan. — Vol. 4, no. 8. — P. 59–62.
316. *Budnik F., Schroeder K.-P., Wilhelm K., Glassmeier K.-H.* Observational evidence for coronal mass injection by “evaporation“ of spicular plasma // *Astronomy & Astrophysics*. — 1998. — June. — Vol. 334. — P. L77–L80.
317. *Moore R. L., Tang F., Bohlin J. D., Golub L.* $H\alpha$ macrospicules: Identification with EUV macrospicules and with flares in X-ray bright points // *The Astrophysical Journal*. — 1977. — Nov. — Vol. 218. — P. 286–290.
318. *Yamauchi Y., Moore R. L., Suess S. T., Wang H., Sakurai T.* The Magnetic Structure of $H\alpha$ Macrospicules in Solar Coronal Holes // *The Astrophysical Journal*. — 2004. — Apr. — Vol. 605. — P. 511–520.
319. *Yamauchi Y., Wang H., Jiang Y., Schwadron N., Moore R. L.* Study of $H\alpha$ Macrospicules in Coronal Holes: Magnetic Structure and Evolution in Relation to Photospheric Magnetic Setting // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Aug. — Vol. 629. — P. 572–581.
320. *Hermans L. M., Martin S. F.* Small-scale eruptive filaments on the quiet sun // *NASA Conference Publication*. Vol. 2442 / ed. by A. I. Poland. — 12/1986. — (NASA Conference Publication).

321. *Wang J., Li W., Denker C., [et al.]*. Minifilament Eruption on the Quiet Sun. I. Observations at H α Central Line // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Feb. — Vol. 530. — P. 1071–1084.
322. *Blake M. L., Sturrock P. A.* Spicules and surges // *The Astrophysical Journal*. — 1985. — Mar. — Vol. 290. — P. 359–368.
323. *Shibata K., Nozawa S., Matsumoto R.* Magnetic reconnection associated with emerging magnetic flux // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 1992. — June. — Vol. 44. — P. 265–272.
324. *Wilhelm K.* Solar spicules and macrospicules observed by SUMER // *Astronomy & Astrophysics*. — 2000. — Aug. — Vol. 360. — P. 351–362.
325. *Georgakilas A. A., Koutchmy S., Alissandrakis C. E.* Polar surges and macrospicules: simultaneous H α and He II 304 Å observations // *Astronomy & Astrophysics*. — 1999. — Jan. — Vol. 341. — P. 610–616.
326. *Godoli G., Mazzucconi F.* The Sun's Polar Surges and Magnetic Fields // *The Astrophysical Journal*. — 1967. — Mar. — Vol. 147. — P. 1131.
327. *Kayshap P., Srivastava A. K., Murawski K., Tripathi D.* Origin of Macrospicule and Jet in Polar Corona by a Small-scale Kinked Flux Tube // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2013. — June. — Vol. 770. — P. L3.
328. *Adams M., Sterling A. C., Moore R. L., Gary G. A.* A Small-scale Eruption Leading to a Blowout Macrospicule Jet in an On-disk Coronal Hole // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Mar. — Vol. 783. — P. 11.
329. *Andreev A. S., Kosovichev A. G.* Numerical modeling of macrospicules and mass ejections in the corona // *Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, the Third SOHO Workshop*. Vol. 373 / ed. by J. J. Hunt. — 12/1994. — P. 179–182. — (ESA Special Publication).

330. *Murawski K., Srivastava A. K., Zaqarashvili T. V.* Numerical simulations of solar macrospicules // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — Nov. — Vol. 535. — A58.
331. *Gyenge N., Bennett S., Erdélyi R.* Non-homogeneous Behaviour of the Spatial Distribution of Macrospicules // *Journal of Astrophysics and Astronomy*. — 2015. — Mar. — Vol. 36. — P. 103–109.
332. *Kuzin S. V., Zhitnik I. A., Bogachev S. A., [et al.]*. TESIS experiment on XUV imaging spectroscopy of the Sun onboard the CORONAS-PHOTON satellite // *Solar Activity and its Magnetic Origin*. Vol. 233 / ed. by V. Bothmer, A. A. Hady. — 2006. — P. 449–451. — (IAU Symposium).
333. *Kuzin S. V., Shestov S. V., Bogachev S. A., Pertsov A. A., Ulyanov A. S., Reva A. A.* Processing method of images obtained during the TESIS/CORONAS-PHOTON experiment // *Solar System Research*. — 2011. — Apr. — Vol. 45, no. 2. — P. 174–181.
334. *Zuev S. Y., Kuzin S. V., Polkounikov V. N., Salashchenko N. N.* Componentry of reflection optics for application in the TESIS X-ray astrophysics experiment // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics*. — 2010. — Mar. — Vol. 74. — P. 50–52.
335. *Kuzin S. V., Bogachev S. A., Zhitnik I. A., [et al.]*. The TESIS Solar imaging spectroscopy experiment on board the CORONAS-Photon satellite // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics*. — 2010. — Mar. — Vol. 74. — P. 33–37.
336. *Kuzin S. V., Zhitnik I. A., Shestov S. V., [et al.]*. The TESIS experiment on the CORONAS-PHOTON spacecraft // *Solar System Research*. — 2011. — Apr. — Vol. 45. — P. 162–173.

337. *Pottasch S. R.* On the Interpretation of the Solar Ultraviolet Emission Line Spectrum // *Space Science Reviews.* — 1964. — Dec. — Vol. 3. — P. 816–855.
338. *Behring W. E., Cohen L., Feldman U., Doschek G. A.* The solar spectrum: Wavelengths and identifications from 160 to 770 Angstroms // *The Astrophysical Journal.* — 1976. — Jan. — Vol. 203. — P. 521–527.
339. *Vernazza J. E., Reeves E. M.* Extreme ultraviolet composite spectra of representative solar features // *The Astrophysical Journal Supplement.* — 1978. — Aug. — Vol. 37.
340. *Brosius J. W., Davila J. M., Thomas R. J.* Solar Active Region and Quiet-Sun Extreme-Ultraviolet Spectra from SERTS-95 // *The Astrophysical Journal Supplement.* — 1998. — Dec. — Vol. 119. — P. 255–276.
341. *Pottasch S. R.* The inclusion of dielectronic recombination processes in the interpretation of the solar ultraviolet spectrum // *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands.* — 1967. — Jan. — Vol. 19. — P. 113.
342. *Jordan C.* The ionization equilibrium of elements between carbon and nickel // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 1969. — Vol. 142. — P. 501.
343. *Jordan C.* The intensities of helium lines in the solar EUV spectrum // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 1975. — Feb. — Vol. 170. — P. 429–440.
344. *Del Zanna G., Dere K. P., Young P. R., Landi E., Mason H. E.* CHIANTI — An atomic database for emission lines. Version 8 // *Astronomy & Astrophysics.* — 2015. — Oct. — Vol. 582. — A56.
345. *Cushman G. W., Rense W. A.* Solar He II (304 Å) and Si XI (303 Å) line profiles // *Solar Physics.* — 1978. — July. — Vol. 58. — P. 299–305.

346. *Thompson W. T., Brekke P.* EUV Full-Sun Imaged Spectral Atlas Using the SOHO Coronal Diagnostic Spectrometer // Solar Physics. — 2000. — July. — Vol. 195. — P. 45–74.
347. *Kotov Y. D., Yurov V. N., Sanko N. F., Salihov R. S.* Status of the Russian Satellite Project “CORONAS-PHOTON” for study of Solar Flare Hard Radiation // International Cosmic Ray Conference. — 2001. — Aug. — Vol. 8. — P. 3034.
348. *Keys R.* Cubic convolution interpolation for digital image processing // IEEE transactions on acoustics, speech, and signal processing. — 1981. — Dec. — Vol. 29, no. 6. — P. 1153–1160.
349. *Park S. K., Schowengerdt R. A.* Image reconstruction by parametric cubic convolution // Computer Vision, Graphics, and Image Processing. — 1983. — Vol. 23, no. 3. — P. 258–272.
350. *Jelinsky P., Vallerga J. V., Edelstein J.* First spectral observations of the diffuse background with the Extreme Ultraviolet Explorer // The Astrophysical Journal. — 1995. — Apr. — Vol. 442. — P. 653–661.
351. *Delaboudinière J. P.* Resonance Scattering of 30.4 nm Chromospheric Radiation by Coronal Singly Ionized Helium Observed with EIT // Solar Physics. — 1999. — Sept. — Vol. 188. — P. 259–275.
352. *Morgan H., Habbal S. R., Woo R.* The Depiction of Coronal Structure in White-Light Images // Solar Physics. — 2006. — July. — Vol. 236. — P. 263–272.
353. *Gilbert H. R., Holzer T. E., MacQueen R. M.* A New Technique for Deriving Prominence Mass from SOHO/EIT Fe XII (19.5 Nanometers) Absorption Features // The Astrophysical Journal. — 2005. — Jan. — Vol. 618. — P. 524–536.

354. *Schwartz P., Fárnik F., Heinzel P., Kotrč P., Anzer U.* Mass of Solar Prominences Estimated from Multi-Wavelength Data // Hinode-3: The 3rd Hinode Science Meeting. Vol. 454 / ed. by T. Sekii, T. Watanabe, T. Sakurai. — 08/2012. — P. 117. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
355. *Landi E., Reale F.* Prominence Plasma Diagnostics through Extreme-ultraviolet Absorption // The Astrophysical Journal. — 2013. — July. — Vol. 772. — P. 71.
356. *Williams D. R., Baker D., van Driel-Gesztelyi L.* Mass Estimates of Rapidly Moving Prominence Material from High-cadence EUV Images // The Astrophysical Journal. — 2013. — Feb. — Vol. 764. — P. 165.
357. *Low B. C., Fong B., Fan Y.* The Mass of a Solar Quiescent Prominence // The Astrophysical Journal. — 2003. — Sept. — Vol. 594. — P. 1060–1067.
358. *Gouttebroze P., Labrosse N.* Radiative transfer in cylindrical threads with incident radiation. VI. A hydrogen plus helium system // Astronomy & Astrophysics. — 2009. — Sept. — Vol. 503. — P. 663–671.
359. *Orrall F. Q., Schmahl E. J.* The H I Lyman continuum in solar prominences and its interpretation in the presence of inhomogeneities // The Astrophysical Journal. — 1980. — Sept. — Vol. 240. — P. 908–922.
360. *Kanno M., Withbroe G. L., Noyes R. W.* Analysis of extreme-ultraviolet spectroheliograms of solar prominences // Solar Physics. — 1981. — Feb. — Vol. 69. — P. 313–326.
361. *Heasley J. N., Milkey R. W.* Structure and spectrum of quiescent prominences. III. Application of theoretical models in helium abundance determinations // The Astrophysical Journal. — 1978. — Apr. — Vol. 221. — P. 677–688.

362. *Badalyan O. G., Obridko V. N.* North-south asymmetry of solar activity as a superposition of two realizations — the sign and absolute value // *Astronomy & Astrophysics*. — 2017. — July. — Vol. 603. — A109.
363. *Bankoti N. S., Joshi N. C., Pande S., Pande B., Pandey K.* North-south asymmetry of different solar activity features during solar cycle 23 // *New Astronomy*. — 2010. — Aug. — Vol. 15, no. 6. — P. 561–568.
364. *Shetye J., Tripathi D., Dikpati M.* Observations and Modeling of North-South Asymmetries Using a Flux Transport Dynamo // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Feb. — Vol. 799, no. 2. — P. 220.
365. *Tandberg-Hanssen E.* Solar prominences // *Geophysics and Astrophysics Monographs*. — 1974. — Vol. 12.
366. *Filippov B. P., Den O. G.* A critical height of quiescent prominences before eruption // *Journal of Geophysical Research*. — 2001. — Nov. — Vol. 106. — P. 25177–25184.
367. *Liu K., Wang Y., Shen C., Wang S.* Critical Height for the Destabilization of Solar Prominences: Statistical Results from STEREO Observations // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Jan. — Vol. 744. — P. 168.
368. *Fong B., Low B. C., Fan Y.* Quiescent Solar Prominences and Magnetic-Energy Storage // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — June. — Vol. 571, no. 2. — P. 987–998.
369. *Zhang M., Low B. C.* Magnetic Energy Storage in the Two Hydromagnetic Types of Solar Prominences // *The Astrophysical Journal*. — 2004. — Jan. — Vol. 600, no. 2. — P. 1043–1051.
370. *Heinzel P., Anzer U., Schmieder B., Schwartz P.* EUV-filaments and their mass loading // *Solar Variability as an Input to the Earth's Environment*. Vol. 535 / ed. by A. Wilson. — 09/2003. — P. 447–457. — (ESA Special Publication).

371. *Gilbert H. R., Falco L. E., Holzer T. E., MacQueen R. M.* Application of a New Technique for Deriving Prominence Mass from SOHO EIT Fe XII (19.5 nm) Absorption Features // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Apr. — Vol. 641, no. 1. — P. 606–610.
372. *Gilbert H., Kilper G., Alexander D., Kucera T.* Comparing Spatial Distributions of Solar Prominence Mass Derived from Coronal Absorption // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Jan. — Vol. 727, no. 1. — P. 25.
373. *Schwartz P., Heinzel P., Kotrč P., [et al.]*. Total mass of six quiescent prominences estimated from their multi-spectral observations // *Astronomy & Astrophysics*. — 2015. — Feb. — Vol. 574. — A62.
374. *Howard R. A., Brueckner G. E., St. Cyr O. C., [et al.]*. Observations of CMEs from SOHO/LASCO // *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*. — 1997. — Jan. — Vol. 99. — P. 17–26.
375. *Gopalswamy N., Kundu M. R.* Estimation of the Mass of a Coronal Mass Ejection from Radio Observations // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1992. — May. — Vol. 390. — P. L37.
376. *Jackson B. V., Hick P. P., Buffington A., Bisi M. M., Kojima M., Tokumaru M.* Comparison of the extent and mass of CME events in the interplanetary medium using IPS and SMEI Thomson scattering observations // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. — 2007. — Dec. — Vol. 26, no. 6. — P. 477–487.
377. *Burkepile J. T., Hundhausen A. J., Stanger A. L., St. Cyr O. C., Seiden J. A.* Role of projection effects on solar coronal mass ejection properties: 1. A study of CMEs associated with limb activity // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. — 2004. — Mar. — Vol. 109, A3. — A03103.

378. *Hairer E., Nørsett S., Wanner G.* Solving Ordinary Differential Equations I: Nonstiff Problems. — Springer, 2011. — (Springer Series in Computational Mathematics).
379. *Süli E., Mayers D.* An Introduction to Numerical Analysis. — Cambridge University Press, 2003.
380. *Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P.* Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing. — Second edition. — New York : Cambridge University Press, 1992.
381. *Wilhelm K., Curdt W., marsch E., [et al.].* SUMER — Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation // Solar Physics. — 1995. — Dec. — Vol. 162. — P. 189–231.
382. *Harrison R. A., Sawyer E. C., Carter M. K., [et al.].* The Coronal Diagnostic Spectrometer for the Solar and Heliospheric Observatory // Solar Physics. — 1995. — Dec. — Vol. 162. — P. 233–290.
383. *Culhane J. L., Harra L. K., James A. M., [et al.].* The EUV Imaging Spectrometer for Hinode // Solar Physics. — 2007. — June. — Vol. 243. — P. 19–61.
384. *de Pontieu B., Title A. M., Lemen J. R., [et al.].* The Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS) // Solar Physics. — 2014. — July. — Vol. 289. — P. 2733–2779.
385. *Imada S., Shimizu T., Kawate T., Hara H., Watanabe T.* UV/EUV High-Throughput Spectroscopic Telescope: A Next Generation Solar Physics Mission white paper // arXiv e-prints. — 2017. — Jan. — arXiv:1701.04972.
386. *Watanabe T.* The Solar-C Mission // Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave. Vol. 9143. — 08/2014. — 91431O. — (Proceedings of the SPIE).

387. *Suematsu Y.* The SOLAR-C Mission: Science Objectives and Current Status // Coimbra Solar Physics Meeting: Ground-based Solar Observations in the Space Instrumentation Era. Vol. 504 / ed. by I. Dorotovic, C. E. Fischer, M. Temmer. — 04/2016. — P. 299. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
388. *Meyer-Vernet N.* Basics of the Solar Wind. — Cambridge : Cambridge University Press, 2007. — (Cambridge Atmospheric and Space Science Series).
389. *Kallenrode M.* Space Physics: An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres. — Berlin u.a : Springer, 2004. — (Advanced Texts in Physics).
390. *Boerner P. F., Testa P., Warren H., Weber M. A., Schrijver C. J.* Photometric and Thermal Cross-calibration of Solar EUV Instruments // Solar Physics. — 2014. — June. — Vol. 289. — P. 2377–2397.
391. *Zhang Y. Z., Shibata K., Wang J. X., [et al.]*. Revision of Solar Spicule Classification // The Astrophysical Journal. — 2012. — May. — Vol. 750. — P. 16.
392. *Kirk M. S., Pesnell W. D., Young C. A., Hess Webber S. A.* Automated detection of EUV Polar Coronal Holes during Solar Cycle 23 // Solar Physics. — 2009. — June. — Vol. 257. — P. 99–112.
393. *de Pontieu B., Carlsson M., Rouppe van der Voort L. H. M., Rutten R. J., Hansteen V. H., Watanabe H.* Ubiquitous Torsional Motions in Type II Spicules // The Astrophysical Journal Letters. — 2012. — June. — Vol. 752. — P. L12.
394. *Pereira T. M. D., De Pontieu B., Carlsson M., [et al.]*. An Interface Region Imaging Spectrograph First View on Solar Spicules // The Astrophysical Journal Letters. — 2014. — Sept. — Vol. 792. — P. L15.

395. *Skogsrud H., Rouppe van der Voort L., De Pontieu B., Pereira T. M. D.* On the Temporal Evolution of Spicules Observed with IRIS, SDO, and Hinode // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — June. — Vol. 806. — P. 170.
396. *Martínez-Sykora J., De Pontieu B., Carlsson M., Hansteen V. H., Nóbrega-Siverio D., Gudiksen B. V.* Two-dimensional Radiative Magnetohydrodynamic Simulations of Partial Ionization in the Chromosphere. II. Dynamics and Energetics of the Low Solar Atmosphere // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — Sept. — Vol. 847. — P. 36.
397. *Bonnet R. M., Decaudin M., Bruner E. C. J., Acton L. W., Brown W. A.* High-resolution Lyman-alpha filtergrams of the Sun // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1980. — Apr. — Vol. 237. — P. L47–L50.
398. *López Ariste A., Casini R.* Magnetic Fields Measured in Spicules // *Chromospheric and Coronal Magnetic Fields*. Vol. 596 / ed. by D. E. Innes, A. Lagg, S. A. Solanki. — 11/2005. — P. 211. — (ESA Special Publication).
399. *DeRosa M. L., Brun A. S., Hoeksema J. T.* Solar Magnetic Field Reversals and the Role of Dynamo Families // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Sept. — Vol. 757. — P. 96.
400. *Hansteen V. H., De Pontieu B., Rouppe van der Voort L., van Noort M., Carlsson M.* Dynamic Fibrils Are Driven by Magnetoacoustic Shocks // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2006. — Aug. — Vol. 647. — P. L73–L76.
401. *de Pontieu B., Hansteen V. H., Rouppe van der Voort L., van Noort M., Carlsson M.* High-Resolution Observations and Modeling of Dynamic Fibrils // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — Jan. — Vol. 655. — P. 624–641.

402. *Roupe van der Voort L. H. M., De Pontieu B., Hansteen V. H., Carlsson M., van Noort M.* Magnetoacoustic Shocks as a Driver of Quiet-Sun Mottles // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2007. — May. — Vol. 660. — P. L169–L172.
403. *Hegglund L., De Pontieu B., Hansteen V. H.* Numerical Simulations of Shock Wave-driven Chromospheric Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — Sept. — Vol. 666. — P. 1277–1283.
404. *Martínez-Sykora J., Hansteen V., De Pontieu B., Carlsson M.* Spicule-Like Structures Observed in Three-Dimensional Realistic Magnetohydrodynamic Simulations // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Aug. — Vol. 701. — P. 1569–1581.
405. *Hollweg J. V.* On the origin of solar spicules // *The Astrophysical Journal*. — 1982. — June. — Vol. 257. — P. 345–353.
406. *Suematsu Y., Shibata K., Neshikawa T., Kitai R.* Numerical hydrodynamics of the jet phenomena in the solar atmosphere. I. Spicules // *Solar Physics*. — 1982. — Jan. — Vol. 75. — P. 99–118.
407. *Koza J.* Chromospheric fine structure didactically // *Central European Astrophysical Bulletin*. — 2014. — Vol. 38. — P. 39–52.
408. *Bird G. A.* The Propagation of Acoustic Waves Through the Solar Chromosphere // *The Astrophysical Journal*. — 1964. — July. — Vol. 140. — P. 288.
409. *de Pontieu B., Erdélyi R., James S. P.* Solar chromospheric spicules from the leakage of photospheric oscillations and flows // *Nature*. — 2004. — July. — Vol. 430. — P. 536–539.
410. *Hegglund L., Hansteen V. H., De Pontieu B., Carlsson M.* Wave Propagation and Jet Formation in the Chromosphere // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Dec. — Vol. 743. — P. 142.

411. *Scullion E., Erdélyi R., Fedun V., Doyle J. G.* The Response of A Three-dimensional Solar Atmosphere to Wave-driven Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Dec. — Vol. 743. — P. 14.
412. *Martínez-Sykora J., De Pontieu B., Hansteen V. H., Rouppe van der Voort L., Carlsson M., Pereira T. M. D.* On the generation of solar spicules and Alfvénic waves // *Science*. — 2017. — June. — Vol. 356. — P. 1269–1272.
413. *Moschou S. P., Tsinganos K., Vourlidas A., Archontis V.* SDO Observations of Solar Jets // *Solar Physics*. — 2013. — June. — Vol. 284. — P. 427–438.
414. *Zhang Q. M., Ji H. S.* A swirling flare-related EUV jet // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — Jan. — Vol. 561. — A134.
415. *Pariat E., Antiochos S. K., DeVore C. R.* A Model for Solar Polar Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Jan. — Vol. 691. — P. 61–74.
416. *Pariat E., Antiochos S. K., DeVore C. R.* Three-dimensional Modeling of Quasi-homologous Solar Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — May. — Vol. 714. — P. 1762–1778.
417. *Pariat E., Dalmasse K., DeVore C. R., Antiochos S. K., Karpen J. T.* Model for straight and helical solar jets. I. Parametric studies of the magnetic field geometry // *Astronomy & Astrophysics*. — 2015. — Jan. — Vol. 573. — A130.
418. *Pariat E., Dalmasse K., DeVore C. R., Antiochos S. K., Karpen J. T.* A model for straight and helical solar jets. II. Parametric study of the plasma beta // *Astronomy & Astrophysics*. — 2016. — Nov. — Vol. 596. — A36.
419. *Zharkova V. V., Aboudarham J., Zharkov S., Ipson S. S., Benkhalil A. K., Fuller N.* Solar Feature Catalogues In Egso // *Solar Physics*. — 2005. — May. — Vol. 228. — P. 361–375.

420. *Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G., [et al.]*. The SOHO/LASCO CME Catalog // *Earth Moon and Planets*. — 2009. — Apr. — Vol. 104. — P. 295–313.
421. *Robbrecht E., Berghmans D., Van der Linden R. A. M.* Automated LASCO CME Catalog for Solar Cycle 23: Are CMEs Scale Invariant? // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Feb. — Vol. 691. — P. 1222–1234.
422. *Floyd O., Lamy P., Boursier Y., Llebaria A.* ARTEMIS II: A Second-Generation Catalog of LASCO Coronal Mass Ejections Including Mass and Kinetic Energy // *Solar Physics*. — 2013. — Nov. — Vol. 288. — P. 269–289.
423. *Vourlidas A., Balmaceda L. A., Stenborg G., Dal Lago A.* Multi-viewpoint Coronal Mass Ejection Catalog Based on STEREO COR2 Observations // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — Apr. — Vol. 838, no. 2. — P. 141.
424. *Watanabe K., Masuda S., Segawa T.* Hinode Flare Catalogue // *Solar Physics*. — 2012. — July. — Vol. 279. — P. 317–322.
425. *Aschwanden M. J., Wülser J.-P., Nitta N. V., Lemen J. R., Freeland S., Thompson W. T.* STEREO/Extreme Ultraviolet Imager (EUVI) Event Catalog 2006–2012 // *Solar Physics*. — 2014. — Mar. — Vol. 289. — P. 919–938.
426. *Langangen Ø., De Pontieu B., Carlsson M., Hansteen V. H., Cauzzi G., Reardon K.* Search for High Velocities in the Disk Counterpart of Type II Spicules // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — June. — Vol. 679. — P. L167.
427. *Roupe van der Voort L., Leenaarts J., de Pontieu B., Carlsson M., Vissers G.* On-disk Counterparts of Type II Spicules in the Ca II 854.2 nm and H α Lines // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Nov. — Vol. 705. — P. 272–284.

428. *Sekse D. H., Rouppe van der Voort L., De Pontieu B.* Statistical Properties of the Disk Counterparts of Type II Spicules from Simultaneous Observations of Rapid Blueshifted Excursions in Ca II 8542 and H α // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — June. — Vol. 752, no. 2. — P. 108.
429. *Scherrer P. H., Schou J., Bush R. I., [et al.]*. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. — 2012. — Jan. — Vol. 275. — P. 207–227.