

---

---

**ЭРУПЦИЯ ВЫСОКОШИРОТНОГО ПРОТУБЕРАНЦА,  
НАБЛЮДАВШАЯСЯ СИБИРСКИМ РАДИОГЕЛИОГРАФОМ  
И КОСМИЧЕСКИМИ ТЕЛЕСКОПАМИ:  
I. ТОРОИДАЛЬНАЯ И ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В РАЗВИТИИ КВМ**

**ERUPTION OF A HIGH-LATITUDE PROMINENCE  
OBSERVED BY THE SIBERIAN RADIOHELIOGRAPH  
AND SPACE-BORNE TELESCOPES:  
I. TORUS AND HELICAL KINK INSTABILITIES IN CME DEVELOPMENT**

---

---

**В.В. Гречнев** *Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, grechnev@iszf.irk.ru***М.В. Глоба** *Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, globa@iszf.irk.ru***А.М. Уралов** *Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, uralov@iszf.irk.ru***V.V. Grechnev***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, grechnev@iszf.irk.ru***M.V. Globa***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, globa@iszf.irk.ru***A.M. Uralov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, uralov@iszf.irk.ru*

**Аннотация.** Эрупция крупного протуберанца и вызванное ею развитие коронального выброса массы (КВМ) наблюдались 12 июня 2023 г. Сибирским радиогелиографом в микроволновом диапазоне до гелиоцентрических расстояний свыше двух солнечных радиусов, космическими телескопами в крайнем ультрафиолетовом излучении и коронографами в белом свете. Прослежена эволюция структурных составляющих КВМ и измерены их кинематические характеристики. Составляющие КВМ подверглись воздействию двух последовательных импульсов ускорения, сопоставимых по величине и продолжительности. Судя по наблюдениям, за первый импульс ускорения отвечала тороидальная неустойчивость магнитного жгута, связанного с протуберанцем. На этом этапе его расширение было самоподобным и согласованным с расширением фронтальной структуры КВМ. Фронтальная структура представляла собой расширяющуюся аркаду, охватывавшую протуберанец до эрупции. Второй импульс ускорения был связан с винтовой неустойчивостью, проявлением которой была деформация вершины эруптивного протуберанца, видимая как винтовой выступ. Развитие винтовой неустойчивости отразилось на движении фронтальной структуры КВМ, но не повлияло на движение основного тела ядра КВМ, видимого как массивная часть эруптивного протуберанца под винтовым выступом. После прекращения действия винтовой неустойчивости согласованное самоподобное расширение всех составляющих КВМ восстановилось. Тот факт, что винтовая неустойчивость проявилась намного позже тороидальной неустойчивости, исключает ее участие в запуске последней, как иногда предполагалось.

**Abstract.** The eruption of a large prominence and the resulting development of a coronal mass ejection (CME) were observed on June 12, 2023 by the Siberian Radioheliograph in microwaves up to heliocentric distances exceeding two solar radii, space-borne telescopes in the extreme ultraviolet, and coronagraphs in white light. The evolution of the CME structural components was traced and their kinematic characteristics were measured. The CME components underwent two successive acceleration pulses, comparable in magnitude and duration. According to the observations, the first acceleration pulse was caused by torus instability of the magnetic flux rope associated with the prominence. At this stage, its expansion was self-similar and consistent with the expansion of the CME frontal structure. The frontal structure was an expanding arcade that encompassed the pre-eruption prominence. The second acceleration pulse was associated with helical kink instability, which manifested itself in the deformation of the top of the erupting prominence, visible as a helical protrusion. The development of helical kink instability affected the motion of the CME frontal structure, but did not influence the motion of the main body of the CME core, shown up as the massive part of the erupting prominence beneath the helical protrusion. After the completion of the helical kink instability, the coordinated self-similar expansion of all CME components recovered. The fact that the helical kink instability occurred much later than the torus instability excludes its involvement in causing the latter, as has sometimes been assumed.

**Keywords:** Sun, eruptive prominence, CME, Siberian Radioheliograph, kinematic characteristics, magnetic flux rope, torus and helical kink instabilities.

**Ключевые слова:** Солнце, эруптивный протуберанец, КВМ, Сибирский радиогелиограф, кинематические характеристики, магнитный жгут, тороидальная и винтовая неустойчивости.

## ВВЕДЕНИЕ

Солнечные эрупции — выбросы замагниченной плазмы — являются начальными стадиями образования корональных выбросов массы (КВМ) и могут сопровождаться вспышками, ударными волнами, потоками энергичных частиц. Все эти явления — потенциальные источники возмущений космической погоды, угрожающих работе различных космических и наземных систем. При резком различии в проявлениях между событиями, связанными с мощными вспышками и связанными с эрупциями крупных протуберанцев вне активных областей, ответственные за них процессы, вероятно, одинаковы, а различия имеют количественный характер [Švestka, 2001]. К значительным возмущениям космической погоды приводили и не связанные со вспышками эрупции. В таких случаях важным фактором, помимо прочих, является масштаб явления. Например, результатом эрупции крупного протуберанца 29 сентября 2013 г. были форбуш-понижение, геомагнитная буря и большое околоземное протонное возрастание, при этом энергии протонов превышали 100 МэВ [Bruno et al., 2018; Grechnev, Kuzmenko, 2020]. Эти обстоятельства определяют практическую значимость для космической погоды эрупций, не связанных со вспышками.

Такие события выглядят перспективными и с точки зрения исследования процессов развития эрупций и формирования КВМ. Отсутствие в этих случаях яркого вспышечного излучения облегчает наблюдение эруптивных протуберанцев. Их большие размеры благоприятствуют выявлению их структуры. Значительная продолжительность подъема таких протуберанцев упрощает измерения их кинематических характеристик. Эти особенности эрупций крупных протуберанцев, не связанных со вспышками, благоприятствуют наблюдательному изучению движущих факторов эруптивных процессов и дальнейшего развития КВМ.

Магнитная структура солнечного протуберанца (волока) перед эрупцией обычно приближенно представляется как магнитный жгут. За эрупцию и изменение формы магнитного жгута могут быть ответственны две основные магнитогидродинамические (МГД) неустойчивости — тороидальная и винтовая. Роль и условия развития каждой из них различаются. Согласно модельным исследованиям магнитных жгутов (например, [Amari et al., 2000, 2014; Aulanier et al., 2010]), наиболее вероятный движущий фактор эрупции — тороидальная неустойчивость [Шафранов, 1963; Bateman, 1978; Chen, 1989; Kliem, Török, 2006; Schmieder et al., 2013]. Упрощенным аналогом такой неустойчивости является неустойчивость прямолинейного неэкранированного тока над фотосферой (например, [van Tend, Kuperus, 1978; Молоденский, Филиппов, 1987]). Для запуска тороидальной неустойчивости, помимо достаточной магнитной

скрученности, жгут должен приподняться и достичь зоны быстрого спада внешнего поперечного магнитного поля, препятствующего расширению. Это происходит на стадии инициации, когда благодаря актам магнитного пересоединения (например, tether cutting [Moore et al., 2001]) происходят формирование магнитного жгута и его медленный подъем в зону неустойчивости. После этого возможно неограниченное тороидальное расширение протуберанца.

Для развития винтовой неустойчивости требуется лишь достаточная скрученность жгута, превышающая некоторое критическое значение. В случае бессилового магнитного поля  $\text{rot}\mathbf{B}=\alpha\mathbf{B}$  необходимым является также нарушение условия  $\text{grad}\alpha=0$ . В отличие от тороидальной, винтовая неустойчивость [Шафранов, 1970; Кадомцев, 1963; Bellan, 2008] не в состоянии обеспечить неограниченную эрупцию магнитного жгута, но может разрушить или изменить всю магнитную конфигурацию [Amari, Luciani, 1999; Hassanin, Kliem, 2016; Hassanin et al., 2022].

Способствовать изучению солнечных эрупций, развития КВМ и выяснению роли МГД-неустойчивостей могут наблюдения в широком диапазоне высот эруптивных структур, изменений их формы, а также измерения их движения. Общие проблемы таких измерений — быстрое снижение яркости или непрозрачности эруптивных структур при их расширении и импульсный характер ускорения. Во вспышечных событиях главное ускорение происходит на импульсной фазе до появления эруптивной структуры в поле зрения коронографа. При выбросах крупных протуберанцев, не связанных с явными вспышечными проявлениями, ускорение значительно ниже по величине и продолжается дольше, чем при вспышечных эрупциях. Помимо начального главного импульса ускорения, в таких событиях иногда наблюдается дополнительный, сопоставимый по величине и продолжительности импульс ускорения на значительном удалении от Солнца (например, [Kuzmenko, Grechnev, 2017; Grechnev, Kuzmenko, 2020]). Трудности отождествления структур, наблюдаемых на коронографах, со структурами, видимыми в крайнем ультрафиолете вблизи солнечной поверхности, также препятствуют полным измерениям их движения и выявлению происходящих изменений.

В настоящее время протуберанцы можно изучать по практически непрерывным наблюдениям в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) диапазоне, особенно в линии HeII 304 Å. Существенно дополнить эти наблюдения могут микроволновые изображения. По ним можно измерять движения эруптивных протуберанцев и оценивать параметры плазмы в них [Gopalswamy, Hanaoka, 1998; Grechnev et al., 2006; Shimojo et al., 2006; Uralov et al., 2023]. В благоприятных случаях поля зрения радиогелиографов и коронографов перекрываются.

В настоящем исследовании анализируются эрупция крупного высокоширотного протуберанца и развитие КВМ, наблюдавшиеся в разных диапазонах излучения космическими телескопами и Сибирским радиогелиографом (СРГ) [Алтынцев и др., 2020]. В данной статье, являющейся частью I исследования, анализируются структура, кинематические характеристики и изменения формы эруптивного протуберанца и КВМ. В статье II будет представлен анализ микроволновых наблюдений потоков плазмы, падающей из эруптивного протуберанца на поверхность Солнца.

В разделе 1 настоящей статьи дан общий обзор события, рассмотрены методики работы с данными, анализируются наблюдения. В разделе 2 обсуждаются полученные результаты. В заключительном разделе подводятся итоги исследования.

## 1. ОБЗОР СОБЫТИЯ, НАБЛЮДЕНИЯ И РАБОТА С ДАННЫМИ

### 1.1. Начало эрупции

В 02:00–03:30 UTC (здесь и далее используется всемирное координированное время) 12 июня 2023 г. произошла эрупция крупного протуберанца, располагавшегося примерно вдоль параллели на широтах N62–N70. Эрупция наблюдалась СРГ на ряде частот. В КУФ-диапазоне протуберанцы, включая эруптивные, наилучшим образом видны в линии HeII 304 Å с характеристической температурой 50000 К. Исследуемая эрупция наблюдалась в разных каналах, в том числе и 304 Å, телескопом Atmospheric Imaging Assembly (AIA) [Lemen et al., 2012] на борту Solar Dynamics Observatory (SDO) [Pesnell et al., 2012]. Это событие наблюдалось также комплексом телескопов Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI) [Howard et al., 2008] на борту обсерватории Solar-Terrestrial Relations Observatory (STEREO) [Kaiser et al., 2008]. Достоинством телескопа Extreme Ultraviolet Imager (EUVI) [Wuelser et al., 2004] обсерватории STEREO-A является его более широкое поле зрения по сравнению с SDO/AIA.

В настоящем исследовании используются данные наблюдений на СРГ на частоте 6.2 ГГц, на которой эруптивный протуберанец виден наилучшим образом. По данным СРГ синтезированы серии изображений для стадии медленного подъема протуберанца с 00:15 до 02:00 с типичным интервалом 352 с (5.87 мин), а с 02:00 до 04:30, когда подъем протуберанца ускорился, с типичным интервалом в пять раз меньше — 70.5 с (1.18 мин). Сечение диаграммы направленности СРГ на 6.2 ГГц по половинному уровню имело форму эллипса с осями 18"×27" в 02:00 и было практически круговым, 22"×22", в 03:33.

Калибровка изображений СРГ по яркостным температурам в данном исследовании выполнена на основе следующего известного подхода. Вследствие статистического преобладания на изображении значений, соответствующих уровням неба и спокойного Солнца на данной частоте, гистограмма распределения яркости имеет два максимума. Привязкой инструментальных единиц к максимумам гистограммы

калибровались, например, данные радиогелиографа Нобеяма [Hanaoka et al., 1994]. Однако возникают трудности при искажениях вершин гистограммы или при наличии очень ярких источников. Наибольшие проблемы возникают, когда два максимума гистограммы не разделяются.

Для преодоления этих трудностей методика была доработана [Kochanov et al., 2013]. Распределения яркости внутри солнечного диска и по области неба вне его анализируются отдельно. Для снижения влияния ложных пиков и других дефектов гистограммы используется результат ее аппроксимации гауссианой. Яркостная температура спокойного Солнца на требуемой частоте вычисляется процедурой, аппроксимирующей измерения, приведенные в работах [Zirin et al., 1991; Bogovik, 1994]. На частоте 6.2 ГГц принята яркостная температура спокойного Солнца 15810 К.

На рис. 1 представлены изображения эруптивного протуберанца на стадии медленного подъема, полученные на телескопе SDO/AIA в каналах 193 Å и 304 Å и на СРГ на частоте 6.2 ГГц. Изображения в верхнем ряду представлены в логарифмическом масштабе; для лучшей видимости яркость ограничена сверху на уровне 50 % от максимума. Те же изображения в нижнем ряду представлены с повышенным контрастом. Для изображения на рис. 1, з (AIA 193 Å) порог снижен до 10 % и при представлении изображения использована степенная функция с показателем 0.5. Изображение на рис. 1, д (AIA 304 Å) поделено на радиальное распределение яркости и результат ограничен порогами 0.1 и 2.0. Из изображения на рис. 1, е (СРГ) радиальное распределение яркости вычтено, а разность ограничена порогами ±8000 К (±1.3 % от максимума). Радиальные распределения яркости приведены на рис. 2.

Деление на радиальное распределение яркости дает результат до некоторой степени сходный с применением радиального фильтра. Преимущества этого способа перед делением на изображение до события состоят в отсутствии влияния солнечного вращения и меньшей зашумленности массива, на который выполняется деление, по сравнению с единственным изображением. Недостаток — не учитываются неоднородности короны в зависимости от азимута (позиционного угла), что несущественно в данном случае, когда интересуют лишь направления, включающие эруптивный протуберанец. Деление на радиальное распределение яркости эффективно для изображений в крайнем ультрафиолете, характеризующихся высокой чувствительностью и низким уровнем шумов. Для радиоизображений, имеющих более высокие шумы и неравномерность фона, более эффективно вычитание радиального распределения или его доли. В результате такой обработки повышается контраст протуберанца.

Структура протуберанца на изображениях AIA в канале 193 Å (см. рис. 1, а и з) сильно неоднородна и содержит темные спиральные нити, затеняющие яркую корону позади них. Следовательно, излучение короны поглощалось этими нитями, что указывает на их низкую температуру. В левом нижнем углу изображений видна небольшая корональная дыра чуть

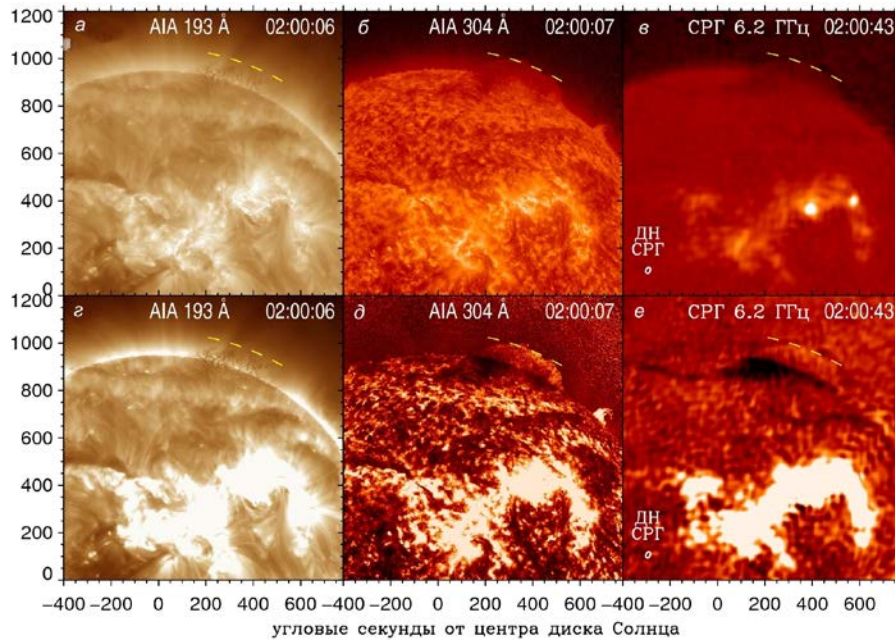


Рис. 1. Высокоширотный протуберанец на стадии медленного подъема, наблюдавшийся на SDO/AIA в каналах 193 Å (а, з) и 304 Å (б, д) и на СРГ на частоте 6.2 ГГц (в, е): верхний ряд — изображения в логарифмическом масштабе с умеренным ограничением яркости; нижний ряд — те же изображения с повышенным контрастом. Изображения AIA 304 Å (д) и СРГ (е) скорректированы на радиальные распределения яркости (на панели д использовано деление, на панели е — вычитание) и ограничены по уровням яркости сверху и снизу. Желтыми штрихами обведен верхний край протуберанца. Маленьким белым эллипсом на панелях в и е представлено сечение диаграммы направленности (ДН) СРГ на половинном уровне

восточнее центра диска. На изображениях в канале 304 Å AIA (рис. 1, б и д) также различима неоднородная, волокнистая структура протуберанца.

На рис. 1, в и е представлено изображение, полученное на СРГ. На рис. 1, е видно продолжение протуберанца на восток, а также темное волокно юго-западнее эруптивного протуберанца. Это волокно видно и на изображениях в каналах 193 Å и 304 Å AIA. Яркие области на всех трех изображениях также схожи.

Как показывают изображения на панелях д (AIA 304 Å) и е (СРГ), деление на радиальное распределение яркости или его вычитание позволяет повысить контраст эруптивного протуберанца как на фоне солнечного диска, так и на фоне неба. Благодаря этому тело протуберанца и его передний край лучше выделяются, что способствует уточнению измерений его положения и яркостной температуры. На представленном на рис. 1 изображении СРГ средняя яркостная температура протуберанца составляет  $9130 \pm 1400$  К на фоне солнечного диска (на уровне  $1\sigma$ ) и  $3450 \pm 800$  К на фоне неба. Флуктуации фона неба на уровне  $1\sigma$  составляют около 1000 К. Максимальная яркостная температура на данном изображении СРГ доходит до 0.6 МК (минимальная составляет  $-13400$  К). Яркостные температуры на изображениях, полученных СРГ на разных частотах, анализируются в статье II.

Далее при рассмотрении наблюдений в КУФ и микроволновом излучении используется частичная или полная коррекция изображений на радиальное распределение яркости. Эти распределения, представленные на рис. 2, получены сканированием изображе-

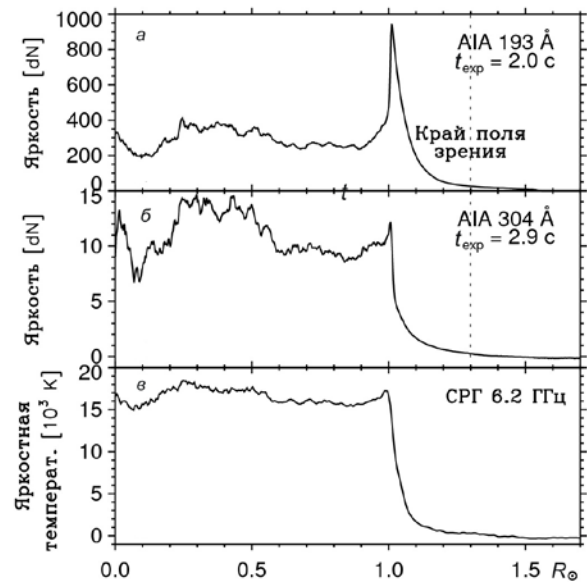


Рис. 2. Радиальные распределения яркости на изображениях, полученных с помощью SDO/AIA в каналах 193 Å (а) и 304 Å (б) и с помощью СРГ на частоте 6.2 ГГц (в). Длительности экспозиции изображений AIA 193 Å — 2.0 с, AIA 304 Å — 2.9 с. Вертикальным пунктиром на панелях а и б обозначен край поля зрения AIA в северном направлении

ний круговой разверткой. Каждому значению радиуса соответствует наиболее вероятное значение яркости вдоль окружности этого радиуса.

Форма радиальных распределений в разных диапазонах излучения подобна, что ожидаемо при общем сходстве изображений на рис. 1, но соотношения между их частями неодинаково. В канале 193 Å присут-

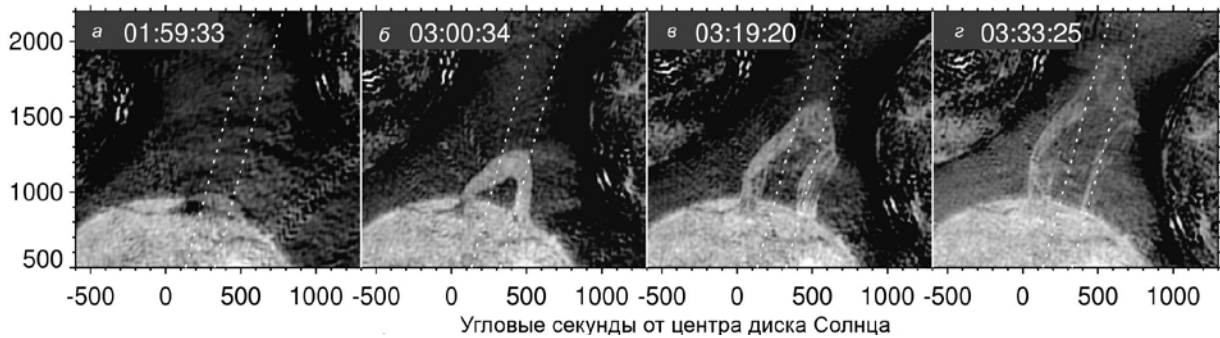


Рис. 3. Эпизоды эрупции протуберанца, наблюдавшиеся на СРГ на частоте 6.2 ГГц. Во всех изображениях вычтено 60 % радиального распределения яркости и использована нелинейная шкала. Пунктиры под углом  $-15^\circ$  к северному направлению соответствуют главному движению вершины протуберанца. Усреднение в полосе между пунктирами использовано для построения одномерного профиля, представленного на рис. 4

ствует сильное поярчение к лимбу, характерное для оптически тонкой короны. Такое лимбовое поярчение наблюдается в каналах КУФ-диапазона, в которых преобладают эмиссионные линии железа (171–175 Å, 193–195 Å, 211 и 284 Å и т. п.), и ожидается на высоких радиочастотах [Zheleznyakov, 1970]. В радиальном распределении радиояркости на изображении СРГ (см. рис. 2, в) лимбовый пик выражен слабо. Причиной этого могут быть как факторы, связанные с оптической толщиной короны на частоте 6.2 ГГц, так и недостаточное разрешение и другие инструментальные ограничения СРГ.

Вертикальным пунктиром на рис. 2, а и б обозначен край поля зрения SDO/AIA в северном направлении. У СРГ поле зрения значительно шире. Оно ограничивается присутствием в интересующем направлении изображений Солнца от соседних интерференционных максимумов, а также чувствительностью СРГ. На рис. 2, в распределение радиояркости приведено лишь до гелиоцентрического расстояния 1.7 радиуса Солнца ( $R_\odot$ ), чтобы лучше показать распределение по солнечному диску, а на больших расстояниях радиояркость практически неизменна. В данном событии вершина эруптивного протуберанца обнаружима на изображениях СРГ на 6.2 ГГц до гелиоцентрического расстояния  $2.2R_\odot$ .

## 1.2. Кинематика эруптивного протуберанца по наблюдениям на СРГ

На рис. 3 представлены четыре эпизода эрупции протуберанца по наблюдениям на СРГ. Вершина протуберанца достаточно ясно различима для измерения положения ее переднего края. Вначале вершина поднималась в основном в одном направлении между двумя пунктирными линиями, проведенными под углом  $-15^\circ$  к полярной оси Солнца. Затем ее восточный (левый на рисунке) край стал вытягиваться вперед, что подтверждается последующими изображениями, полученными с помощью коронографов. Расстояние между наклонными пунктирами выбрано достаточным для того, чтобы вершина протуберанца оставалась между ними.

Известно два подхода к измерению скоростей и ускорений эруптивных структур. Один подход использует дифференцирование измерений время–

расстояние для получения скоростей. Разброс результатов обычно значителен из-за трудностей в определении положения переднего края эруптивной структуры. Этот разброс осложняет второе дифференцирование для оценки ускорения. Для преодоления этой трудности предлагались сглаживание сплайнами [Vršnak et al., 2007] и более сложный метод с использованием регуляризации [Temmer et al., 2010]. Помимо указанных работ этот подход использован, например, в исследованиях [Bein et al., 2011; Berkebile-Stoiser et al., 2012].

Заметим, что при достижимой точности измерений никакой метод не позволяет выявить форму импульса ускорения из-за двойного интегрирования при переходе от искомого ускорения к измеряемым значениям время–расстояние. Возможны лишь оценки площади импульса ускорения (т. е. разности скоростей) и его эффективных (взвешенных) центрального времени и длительности.

Другой подход основан на аппроксимации наблюдаемого движения эруптивной структуры аналитической функцией [Gallagher et al., 2003; Sheeley et al., 2007; Wang et al., 2009; Alissandrakis et al., 2013]. В простейшем случае эруптивная структура начинает движение с малой скоростью и после импульсного ускорения приобретает высокую постоянную конечную скорость. Тогда изменение скорости близко по форме к гиперболическому тангенсу или функции ошибок. Предполагая, что импульс ускорения имеет форму, например, гауссианы, можно оценить его площадь по разности конечной и начальной скоростей, время максимума подобрать сравнением результата его двойного интегрирования с измеренными точками время–расстояние, а длительность подстроить по кривизне участка ускорения. Например, ускорению в виде  $\delta$ -функции соответствует излом на графике время–расстояние, а более продолжительное ускорение соответствует более плавному переходу от участка с начальной скоростью к участку с конечной скоростью. В случае более сложной кинематики используется комбинация двух или более импульсов ускорения (например, [Grechnev et al., 2016, 2022, 2024]).

Для измерения движения эруптивного протуберанца используется одномерный пространственный

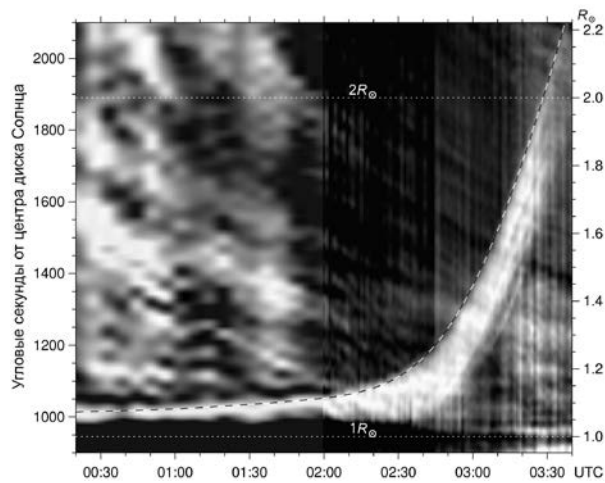


Рис. 4. Одномерный профиль движения эруптивного протуберанца, построенный по всем изображениям СРГ с вычтенным радиальным распределением радиояркости. Каждый столбец профиля представляет усреднение одного изображения СРГ поперек полосы, заключенной между пунктирными линиями на рис. 3. Штриховая кривая аппроксимирует подъем вершины протуберанца. Горизонтальными пунктирными линиями  $1R_{\odot}$  и  $2R_{\odot}$  отмечены соответствующие гелиоцентрические расстояния

профиль, каждый столбец которого вычисляется как среднее поперек сравнительно узкой полосы данного изображения вдоль направления движения. Это представление подобно стековым диаграммам [Ma et al., 2011; Alissandrakis et al., 2013], но обеспечивает более высокую чувствительность. Подбором параметров ускорения достигается удовлетворительное соответствие расчетной кривой время–расстояние следу эруптивного протуберанца на одномерном профиле.

На рис. 4 представлен одномерный профиль, вычисленный по всем изображениям СРГ в полосе между наклонными пунктирными линиями на рис. 3. Из каждого изображения вычтено радиальное распределение радиояркости, приведенное на рис. 2, в. Чтобы яркий след протуберанца был лучше различим, каждый столбец профиля нормирован по его крайним значениям вне солнечного диска. Кинематические графики, соответствующие штриховой кривой вдоль следа протуберанца, приведены на рис. 5.

Сплошная розовая кривая на рис. 5, а идентична штриховой кривой, обводящей след протуберанца на рис. 4, а розовые кривые на рис. 5, б и в представляют соответствующие изменения скорости и ускорения. Явное ускорение протуберанца длительностью по половинному уровню около часа произошло вблизи 02:58. Однако при использовании единственного импульса ускорения полностью воспроизвести траекторию движения протуберанца не удастся: расчетный подъем протуберанца начинается раньше фактического. Для соответствия наблюдениям требуется дополнительный слабый импульс ускорения около 01:00. В это время начался заметный подъем протуберанца, в результате которого его скорость приблизилась к 6 км/с. Этот медленный подъем протуберанца мог быть связан со стадией инициации.

С другой стороны, для соответствия аппроксимирующей штриховой кривой следу протуберанца

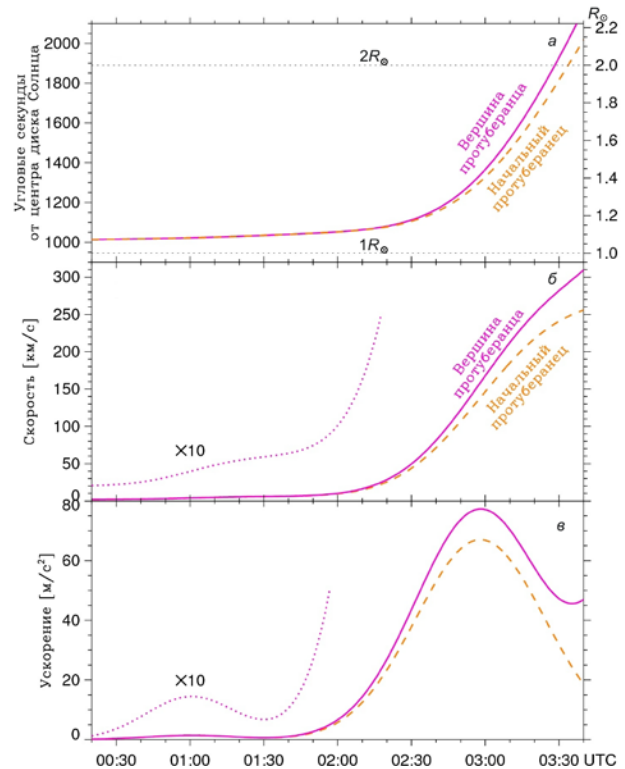


Рис. 5. Кинематика переднего края эруптивного протуберанца по данным СРГ: а — гелиоцентрические расстояния эруптивного протуберанца (оранжевая штриховая линия) и его вершины (сплошная розовая линия), черным пунктиром обозначены расстояния  $1R_{\odot}$  и  $2R_{\odot}$ ; б, в — графики скорости и ускорения; розовым пунктиром показана начальная часть графика, увеличенная в 10 раз

на конечном участке траектории после 03:20 на рис. 4 требуется еще один, более поздний импульс ускорения. Данные СРГ представляют подъем протуберанца до гелиоцентрического расстояния  $2.2R_{\odot}$ . Для измерения его последующего ускорения требуются рассматриваемые ниже наблюдения с более широким полем зрения.

### 1.3. Общая характеристика КВМ

На изображениях, полученных с помощью коронографа C2 Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO) [Brueckner et al., 1995] космической обсерватории Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) [Domingo et al., 1995], начиная с 03:12 наблюдался КВМ в области позиционных углов, близких к направлению движения эруптивного протуберанца на рис. 3. Позиционный угол отсчитывается от северного направления против часовой стрелки. Вероятно, этот КВМ, видимый на рис. 6 несколько западнее северного полюса, возник в результате рассматриваемого эруптивного события. В онлайн-каталоге КВМ [[http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)] [Yashiro et al., 2004], использующем данные наблюдений коронографов SOHO/LASCO, скорость самой быстрой детали этого КВМ (СБД) оценена в 750 км/с на гелиоцентрическом расстоянии  $2.5R_{\odot}$  и в 670 км/с на  $27R_{\odot}$ , средняя скорость — в 714 км/с, среднее ускорение — в  $-4 \text{ м/с}^2$ .

Для измерений в каталоге КВМ используются контрастированные последовательные разностные изоб-

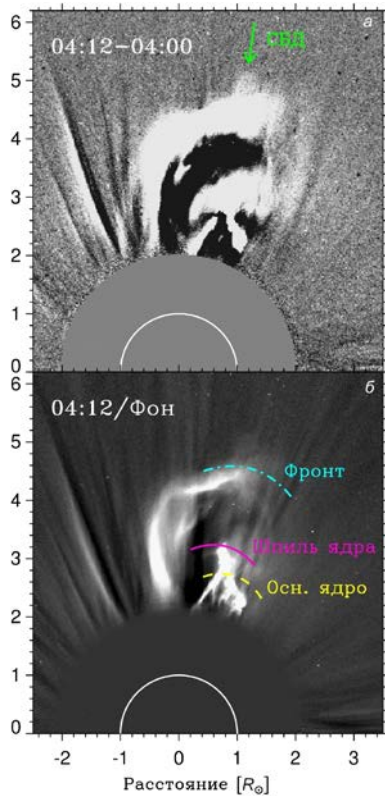


Рис. 6. КВМ на изображениях SOHO/LASCO-C2. Панель *a*: разность с высоким контрастом кадра в 04:12 с предыдущим кадром — представление, близкое к используемому в каталоге КВМ для измерений; зеленой стрелкой отмечена самая быстрая деталь (СБД). Панель *б*: этот же кадр, деленный на фоновое изображение, вычисленное по нескольким кадрам, полученным до появления КВМ; дугами обведены структурные составляющие КВМ: основное ядро — желтыми штрихами, вершина ядра (шпиль) — розовой сплошной линией, фронтальная структура — голубым штрихпунктиром. Белая дуга — солнечный лимб

ражения, формируемые вычитанием из каждого текущего кадра предшествующего ему (см. рис. 6, *a*). Такое представление ясно выявляет внешний край расширяющегося КВМ, обеспечивая приемлемую точность измерений его движения. Однако детали, бывшие яркими на вычитаемом изображении, выглядят темными на разностном изображении, и наоборот, поэтому по таким изображениям трудно анализировать внутреннюю структуру КВМ.

Поскольку главным предметом данного исследования является эруптивный протуберанец, впоследствии образовавший внутри КВМ ядро, более удобным является представление на рис. 6, *б*. Здесь тот же самый кадр в 04:12, который показан на рис. 6, *a*, поделен на фоновое изображение, каждая точка которого найдена как медианное значение в этой же точке по пяти изображениям с 02:00 по 02:28 до появления КВМ в поле зрения LASCO-C2. Далее для измерений используются серии изображений, на которых передний край измеряемой структуры обведен дугой, как на рис. 6, *б*. Дугами обведены также края выделяющихся деталей КВМ: основного ядра, его выступающей вершины, напоминающей шпиль (далее — шпиль), и фронтальной структуры. Зависимость радиуса каждой дуги от времени подстраивается параметрами ускорения до достижения прием-

лемого соответствия измеряемой структуре, как описано в предыдущем разделе.

#### 1.4. Наблюдения эруптивного протуберанца на STEREO-A

Проследить дальнейший подъем эруптивного протуберанца до появления КВМ в поле зрения SOHO/LASCO-C2 ( $2-6.4R_{\odot}$ ) возможно по наблюдениям STEREO-A/SECCHI. Во время этого события космический аппарат STEREO-A располагался на  $6.1^{\circ}$  восточнее Земли и на 5.8 % ближе ее к Солнцу. Широта центра солнечного диска, видимая со STEREO-A, составляла  $-0.07^{\circ}$ , а видимая с SDO была около  $+0.6^{\circ}$ . Таким образом, расширявшиеся над Солнцем структуры были видны почти одинаково с Земли, с SDO и со STEREO-A (с поправкой на 1.058), хотя возможны и небольшие различия. На рис. 7 сравниваются изображения эруптивного протуберанца, полученные с помощью SDO/AIA и STEREO-A/EUVI в канале  $304 \text{ \AA}$ , а также с помощью СРГ. Желтая штриховая дуга соответствует середине вершины протуберанца, а сплошная розовая дуга — вытягивающейся вперед восточной (левой) части.

Дальнейший подъем эруптивного протуберанца прослеживается по изображениям, полученным на коронографе COR1 обсерватории STEREO-A, имеющем поле зрения  $(1.4-3.6)R_{\odot}$ . На рис. 8 представлены четыре кадра COR1 (верхний ряд) вместе с близкими по времени изображениями, полученными на СРГ (нижний ряд). В поврежденных областях поля зрения COR1 эруптивный протуберанец не виден, однако на выбранных кадрах его видимые части, включая вершину, соответствуют друг другу на изображениях обоих инструментов. На рис. 8, *з* протуберанец различим почти на пределе чувствительности СРГ, тем не менее видно, что его восточная часть вытягивается вперед.

#### 1.5. Структурные составляющие КВМ и их движение

Для выявления структурных составляющих КВМ и измерений их расширения рассмотрим изображения КВМ в белом свете, полученные на коронографах STEREO-A/COR1 и SOHO/LASCO-C2. На рис. 9 представлены шесть изображений с повышенным контрастом, полученных на коронографе STEREO-A/COR1. Напомним, что в предыдущем параграфе яркое ядро КВМ отождествлено с эруптивным протуберанцем. На рис. 9, *з-е* видно скручивание восточной части ядра, все более удаляющейся от его основного тела.

Начиная с 03:10:50 на рис. 9, *а-г* проявляется ореол низкой яркости, расширяющийся перед ядром КВМ до выхода за пределы поля зрения COR1. Этот ореол является внешней частью КВМ — фронтальной структурой. Средняя яркость небольшого участка фронтальной структуры, видимой в 03:15:50, почти в 60 раз ниже яркости ядра, достигнувшего этого же места в 03:45:50. Голубым штрихпунктиром обведен внешний край фронтальной структуры. Проявлений фронтальной структуры на изображениях SDO/AIA и STEREO-A/EUVI в каналах 193 (195) и  $304 \text{ \AA}$  не обнаружено.

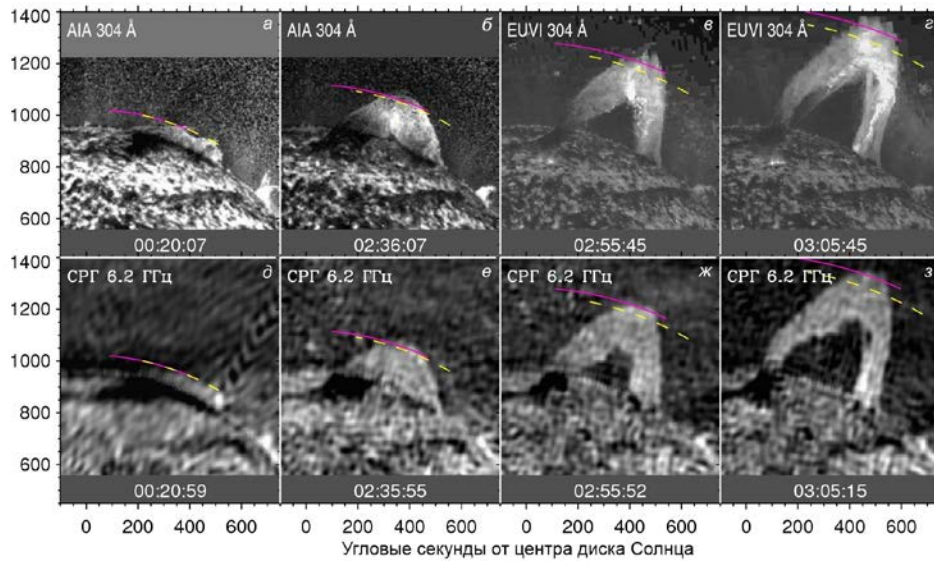


Рис. 7. Сравнение изображений эруптивного протуберанца, наблюдавшегося в канале 304 Å телескопами SDO/AIA (а, б) и STEREO-A/EUVI (в, г), с близкими по времени изображениями, полученными на СРГ (д–з). Во всех изображениях частично вычтено радиальное распределение яркости. Желтыми штрихами обведена середина вершины протуберанца, сплошной розовой линией — вытягивающаяся вперед левая часть

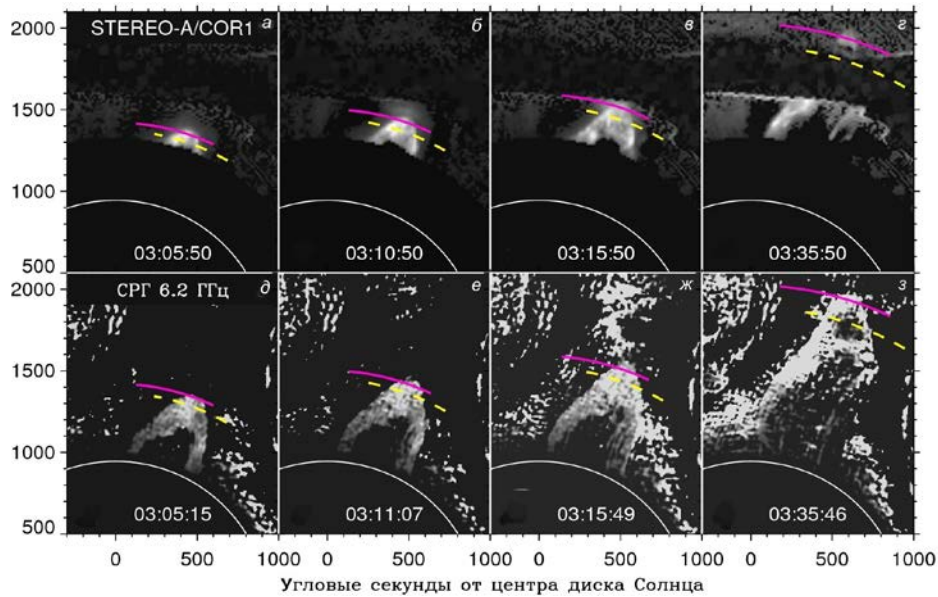


Рис. 8. Эруптивный протуберанец на изображениях, полученных: сверху — STEREO-A/COR1 (вычтено изображение в 03:00:50 до появления КВМ); внизу — СРГ (вычтено радиальное распределение радиояркости). Желтыми штрихами обведена средняя часть вершины протуберанца, розовой линией — вытягивающаяся восточная часть. Белая дуга — солнечный лимб

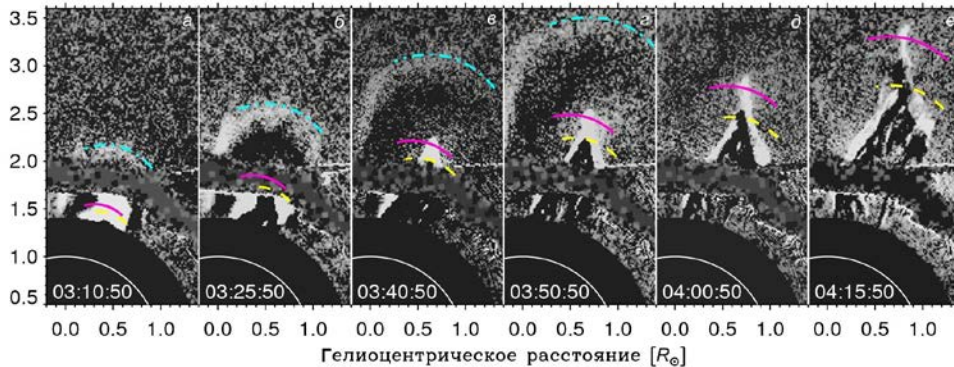


Рис. 9. Структурные составляющие КВМ на изображениях STEREO-A/COR1 (из каждого кадра вычтено изображение в 03:00:50 до появления КВМ). Желтыми штрихами обведена вершина протуберанца, розовой линией — вытягивающаяся «носовая» часть, голубым штрихпунктиром — фронт КВМ. Белая дуга — солнечный лимб

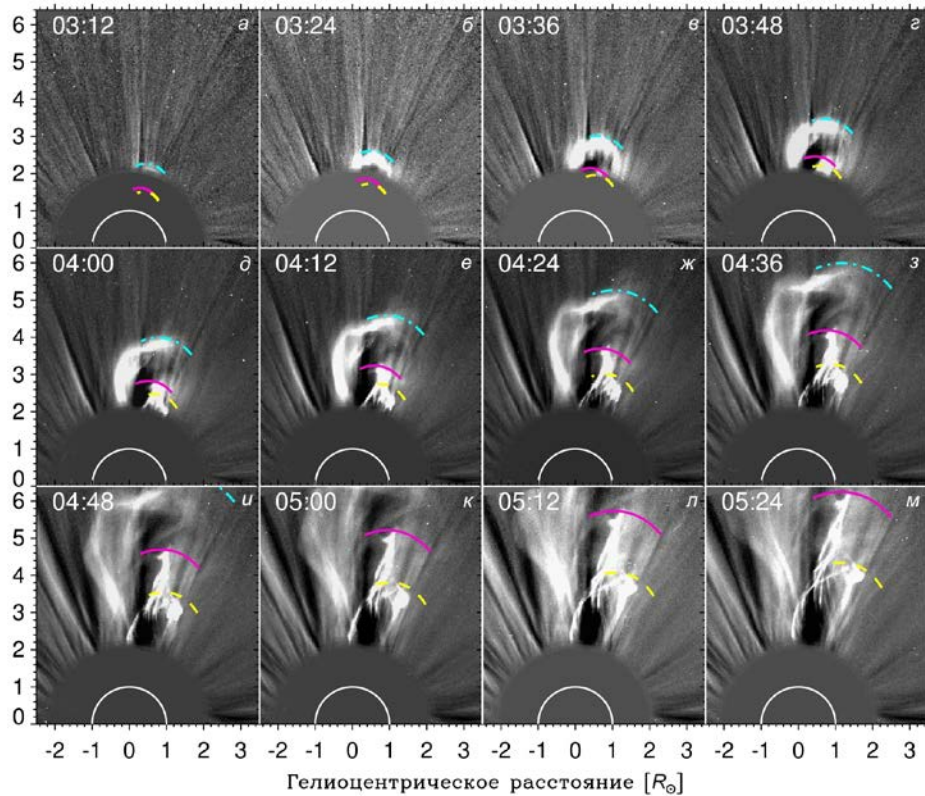


Рис. 10. Структурные составляющие КВМ на изображениях SOHO/LASCO-C2, деленных на фоновое изображение до появления КВМ. Обозначения те же, что на рис. 9

Последующее расширение КВМ показывает рис. 10. Вид и положение структурных составляющих КВМ по данным SOHO/LASCO-C2 (см. рис. 10) в целом соответствуют наблюдениям на STEREO-A/COR1 (см. рис. 9) в близкие моменты времени, а различия определяются качеством и представлением изображений. Скручивание шпилья ядра сопровождается и скручиванием боковых частей фронтальной структуры, имеющей вид множества петель. Дальнейшее расширение КВМ в поле зрения SOHO/LASCO-C3 происходило с почти постоянной скоростью, немного замедляясь ( $-4 \text{ м/с}^2$ ). Его рассмотрение выходит за рамки настоящего исследования.

Дуги, обводящие эруптивный протуберанец и затем структурные составляющие КВМ на всех рассмотренных изображениях, полученных на различных инструментах, соответствуют общим кинематическим графикам на рис. 11. Фронтальная структура не обнаруживалась до 03:10:50, поэтому начальные участки ее кинематических графиков пришлось достроить, предполагая некое самоподобие расширения КВМ. Такое самоподобие наблюдалось позже, когда фронтальная структура была видна. Ее оценочная начальная высота —  $0.5R_{\odot}$ , но эта высота выходит за пределы поля зрения SDO/AIA. Фронтальная структура могла бы наблюдаться на STEREO-A/EUVI, но чувствительность EUVI вблизи края поля зрения понижена. Боковые части фронтальной структуры в крайнем ультрафиолете также не обнаружены.

Во всех случаях соответствие дуг передним краям измеряемых объектов выглядит если и не безукоризненным, то вполне приемлемым. Из-за того, что разные изображения представлены различным обра-

зом, передние края этих объектов могут быть видимыми на несколько больших или меньших высотах (например, части ядра КВМ на рис. 9, д–е и соответствующих кадрах на рис. 10, д–е). Оцениваемая ошибка времени максимума второго импульса ускорения 04:07 составляет несколько минут, а его величины и длительности (43 мин на половинном уровне) — в пределах  $\pm 15\%$ . При всех неопределенностях это ускорение явно связано со скручиванием эруптивной структуры, произошло на высотах около  $2R_{\odot}$  и сопоставимо с предшествовавшим главным импульсом ускорения по величине и продолжительности.

На рис. 11, а символами представлены измерения в онлайн-каталоге КВМ [[http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)] [Yashiro et al., 2004], выполненные для самой быстрой детали КВМ. Как показывает рис. 6, эта деталь была несколько дальше основного фронта и обводящей его голубой штрихпунктирной дуги. Это соотношение соответствует и положению символов относительно синей штрихпунктирной кривой на рис. 11, а, представляющей нашу аппроксимацию. Общий наклон последовательности символов (т. е. скорость) несколько больше наклона аппроксимирующей кривой. Тем не менее наши результаты близки к усредненным оценкам в каталоге КВМ: установившаяся скорость фронта КВМ на рис. 11, б составляет  $760 \text{ км/с}$  — практически та же, что и результат квадратичной аппроксимации в каталоге для первых измеренных точек. Таким образом, выполненные в данном исследовании измерения представляют детальную картину развития КВМ и не противоречат оценкам в каталоге КВМ.

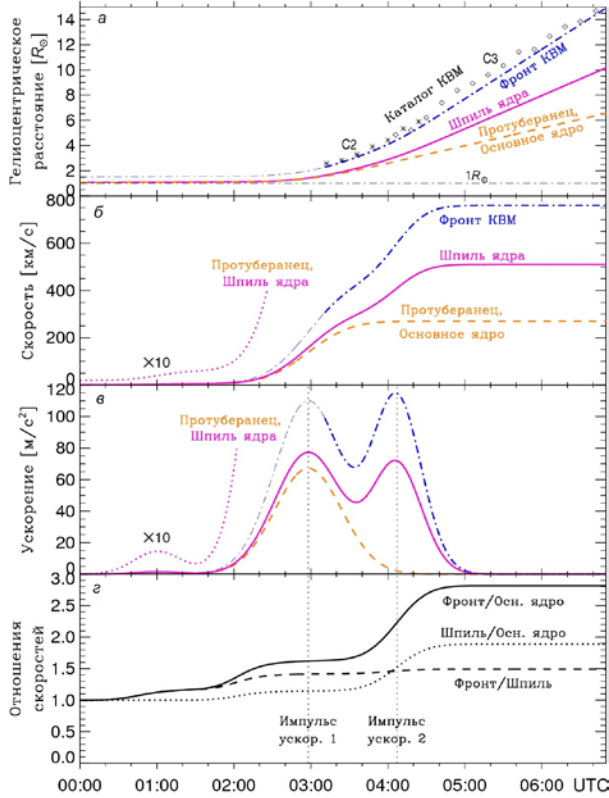


Рис. 11. Кинематические характеристики эруптивного протуберанца и структурных составляющих КВМ (все измерения относятся к их передним краям): оранжевая штриховая линия — основного ядра КВМ (эруптивного протуберанца); сплошная розовая линия — вершины ядра КВМ; синяя штрихпунктирная линия — фронта КВМ; тонкими линиями показаны начальные участки графиков, для которых отсутствуют наблюдения. Панель *a* — гелиоцентрические расстояния. Символами представлены измерения в каталоге КВМ: звездочки — по данным LASCO-C2, ромбы — по данным LASCO-C3. Серым штрихпунктиром обозначен солнечный лимб. Панели *b*, *c* и *d* соответственно — графики скорости, ускорения и отношения скоростей структурных составляющих КВМ; розовым пунктиром показана начальная часть графика для протуберанца и шпиля ядра, увеличенная в 10 раз; вертикальным пунктиром отмечены времена, соответствующие центрам главных импульсов ускорения

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ И ИТОГИ

### 2.1. Эруптивный протуберанец и ядро КВМ

Устойчивый подъем протуберанца при общем сохранении его формы до максимума первого ускорения около 03:00 (см. рис. 3, 7) указывает на определяющую роль тороидальной неустойчивости в начале эрупции. Аналогичный вывод сделан в работе [Filiprov, 2024] по результатам анализа ряда эрупций. На высотах порядка  $2R_{\odot}$  восточная часть протуберанца — ядра КВМ — стала заметно вытягиваться вперед и скручиваться (см. рис. 9, 10), что соответствует второму ускорению с максимумом в 04:07. Это явление явно показывает развитие винтовой неустойчивости, которая не повлияла на расширение основного ядра. Подобная трансформация эруптивных протуберанцев наблюдалась и ранее (см., например, [Aschwanden et al., 2009, Fig. 14; Grechnev et al., 2018, Fig. 13]).

Заметим, что видимая сложность формы эруптивного протуберанца и ядра КВМ может быть обусловлена особенностями его трехмерной конфигурации (например, [Koutchmy et al., 2008]). Как известно, из-за силы тяжести основная масса спокойного протуберанца сосредоточена в самых низких местах, где магнитные силовые линии вогнуты (см., например, [Gibson, 2018]). Это расположение соответствует нижней части невидимого объемного магнитного жгута — магнитного скелета тонкого на вид протуберанца. Сверху протуберанец выглядит как волокно, состоящее из множества нитей, расположенных примерно вдоль линии инверсии радиального магнитного поля. Сбоку протуберанец выглядит как лентообразная сетка из этих нитей, вытянутых вдоль магнитных линий. Винтовая неустойчивость невидимого объемного магнитного жгута наблюдается как винтовое искривление этой видимой сетки. Вытяжение винтового искривления вверх в заключительной нелинейной стадии неустойчивости создает визуальное впечатление шпиля, выросшего из тела протуберанца (см. рис. 9, *d–e* и 10, *ж–л*). Наблюдаемая в данном событии картина напоминает схему винтового изгиба на рис. 2, *a* в работе [Uralov, 1990].

Предложенная интерпретация визуального проявления винтового искривления магнитного жгута является упрощением. В реальной эрупции ускоренное расширение и изменение формы магнитного жгута сопровождаются перераспределением массы протуберанца (см., например, [Filiprov, Koutchmy, 2002]). В нашем случае относительно небольших эруптивных ускорений протуберанца ( $\leq 0.25g_{\odot}$ , где  $g_{\odot}$  — солнечное ускорение свободного падения) существенным представляется отчетливо видимый эффект его опорожнения, т. е. стекание выброшенной плазмы обратно на поверхность Солнца.

### 2.2. Фронтальная структура

В данном событии фронтальная структура наблюдалась только на коронографах. Яркость структур, видимых в белом свете благодаря томсоновскому рассеянию, пропорциональна концентрации свободных электронов. Яркость оптически тонких структур, излучающих эмиссионные линии КУФ-диапазона и тепловое тормозное радиоизлучение, пропорциональна мере эмиссии, т. е. квадрату концентрации излучающих частиц. Согласно оценке в разделе 1.5, яркость фронтальной структуры на изображении STEREO/COR1 была почти в 60 раз ниже яркости ядра, наблюдавшегося в том же месте через полчаса. При таком соотношении яркостей обнаружить фронтальную структуру трудно даже на изображениях, полученных на телескопах КУФ-диапазона с фокусирующей оптикой. Динамический диапазон интерферометров, выполняющих фурье-синтез изображений, значительно уже, поэтому обнаружение фронтальной структуры в микроволновом диапазоне вряд ли возможно.

Судя по изображениям SOHO/LASCO-C2 (рис. 10), фронтальная структура состояла из множества петель. До эрупции протуберанец должен был быть

окружен корональной аркадой, поэтому фронтальная структура, скорее всего, и была образована этой аркадой. Магнитные поля в таких аркадах близки к потенциальным, поэтому роль фронтальной структуры вряд ли могла быть активной. Более вероятно, что ее расширение было вызвано расширением активного магнитного жгута внутри нее. Соответственно, видимые изменения фронтальной структуры отражают изменения, происходившие во внутренней структуре КВМ.

Между магнитным доменом, содержащим до эрупции замкнутые структуры протуберанца и аркады над ним, и внешними корональными структурами, открытыми в межпланетное пространство, должна существовать сепаратрисная поверхность. Подъем эруптивных структур вызывает расширение сепаратрисной поверхности, препятствующей проникновению плазмы через нее и действующей как изотропный поршень. Вследствие этого плазма вытесняется из объема, который она занимала ранее, образуя сжатый слой перед КВМ. Такое сгребание плазмы могло быть причиной существенного превышения массы КВМ над массой эруптивного протуберанца, оцененного в работе [Koutchmy et al., 2008]. Вероятно, слой сжатой плазмы перед КВМ присутствует до начала его обтекания окружающей плазмой.

### 2.3. Винтовая неустойчивость и кинематические соотношения между структурными составляющими КВМ

В результате кинематического анализа выявлено два главных импульса ускорения КВМ (см. рис. 5, 11). Первому, основному импульсу ускорения соответствует кинематическое подобие всех трех пространственно-разнесенных структур КВМ, обведенных желтыми, розовыми и голубыми дугами на рис. 6–10. Вначале расширение было самоподобным — сохранялись форма и взаимное расположение разных компонентов его структуры. Во время второго импульса такое подобие нарушилось. После второго импульса ускорения самоподобное расширение всех трех структурных составляющих КВМ восстановилось.

Показателем самоподобного расширения структурных составляющих КВМ, условно обозначенных индексами  $i=1$  и  $i=2$ , является равенство и постоянство отношений скоростей  $v_i$ , ускорений  $a_i$  и расстояний  $r_i$  соответствующих друг другу элементов до некоторого, априори неизвестного, центра расширения:  $v_1/v_2 = a_1/a_2 = r_1/r_2 = k$ , где  $k$  — постоянная величина [Uralov et al., 2005]. Поэтому для оценки самоподобия достаточно знать поведение отношения  $v_1/v_2$ . Это отношение для разных пар составляющих КВМ показано на рис. 11, г. Горизонтальные участки соответствуют согласованному самоподобному расширению выбранных элементов. Интервалу первого импульса ускорения (максимум импульса около 03:00 отмечен пунктиром) соответствуют все три горизонтали. Интервалу второго импульса ускорения (максимум импульса около 04:00) соответствует продолжение только одной горизонтали фронт/шпиль. В этом интервале отсутствует синхронизация между основным ядром и фронтом и между

основным ядром и шпилем. После второго импульса (после 04:30) синхронизация восстановилась — все три линии на рис. 11, г снова стали горизонтальными и параллельными.

Первому импульсу ускорения соответствует согласованное расширение фронтальной структуры и протуберанца, сохраняющего тороидальную форму. Причиной этого импульса была тороидальная неустойчивость. Причиной второго импульса ускорения явилась винтовая неустойчивость, развитие которой прослеживается в винтовой деформации формы и размеров эруптивного протуберанца на рис. 9, 10 и в нарушении кинематического самоподобия КВМ на рис. 11, г. Последующее практически инерционное расширение принявшего новую форму протуберанца вновь становится самоподобным.

Дополнительным подтверждением того, что мы имеем дело с винтовой неустойчивостью, может быть качественная оценка пространственного масштаба винтового возмущения на нелинейной стадии. Причиной неустойчивости является окружающее магнитный жгут внешнее винтовое магнитное поле — именно оно «ломает» магнитный жгут. Винтовое искривление жгута сопровождается увеличением его длины и выпрямлением силовых линий внешнего магнитного поля. Воспользуемся условием вмороженности магнитного поля в виде равенства двух магнитных потоков: а) полоидального магнитного потока между условной границей невозмущенного магнитного жгута и сепаратрисной поверхностью магнитного домена, внутри которого этот жгут расположен; б) магнитного потока, который охватывает магнитный жгут после прекращения действия винтовой неустойчивости. При характерных радиусах жгута  $b$  и сепаратрисной поверхности  $d$  характерный радиус винтового изгиба равен  $R_{\text{kink}} \approx b \sqrt{2 \ln \frac{d}{b}}$ .

Такое соотношение приведено в работе [Кадомцев, 1963, § 9] для оценки радиуса равновесной спирали при винтовой неустойчивости электрического тока в плазменном цилиндре радиусом  $b$ , окруженного идеально проводящим кожухом радиусом  $d$ . Роль кожуха в нашем случае выполняет сепаратрисная поверхность. Радиус  $b$  магнитного жгута неизвестен, но он не меньше видимой ширины эруптивного протуберанца. Полагая, что для толстого магнитного жгута  $R_{\text{kink}} \approx b$ , имеем  $2 \ln \frac{d}{b} \approx 1$ , и тогда

$R_{\text{kink}} \approx d / \sqrt{e} = 0.6d$ . Сепаратрисная поверхность магнитного домена, в котором произошла эрупция, определяет размер корональной магнитной полости КВМ, равно как и расположение фронтальной структуры. Поэтому размер вызванного винтовой неустойчивостью дополнительного «разбухания» КВМ сопоставим с размером фронтальной структуры, что имеет место в обсуждаемом событии.

Приведенные рассуждения не учитывают возможности присутствия обратных электрических токов, экранирующих прямой ток внутри магнитного жгута. Присутствие обратных токов изменяет условия равновесия магнитного жгута (например, [Соло-

вьев, Уралов, 1979]) и снижает эффективность винтовой неустойчивости (например, [Уралов, 1990; Tsap et al., 2020]). В этой связи стоит заметить, что эффекты экранировки магнитных структур обратными токами более важны в моменты выхода новых магнитных потоков из-под фотосферы в корону и малозначительны впоследствии.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Эрупция высокоширотного протуберанца 12 июня 2023 г. наблюдалась на СРГ до гелиоцентрических расстояний свыше двух солнечных радиусов с достаточным временным разрешением для выявления особенностей его развития и изменений его формы. Благодаря детальным наблюдениям на СРГ в широком диапазоне высот подтверждена корректность преобразований всех рассмотренных изображений, полученных разными инструментами, и обеспечено надежное отождествление структурных составляющих КВМ, видимых в разных диапазонах излучения.

Эруптивное событие привело к развитию КВМ. Эруптивный протуберанец стал ядром КВМ, а окружавшая его ранее аркада образовала фронтальную структуру. Ее вероятная начальная высота над солнечной поверхностью оценивается как  $0.5R_{\odot}$ . Фронтальная структура и образовавшая ее предэруптивная аркада не обнаруживались в КУФ в данном событии, а их обнаружение на микроволновых изображениях как в этом, так и в других событиях маловероятно.

В расширении эруптивного протуберанца — ядра КВМ — выявлено два импульса ускорения, сопоставимых по величине и длительности. Судя по всему, первое ускорение было вызвано развитием тороидальной неустойчивости магнитного жгута, видимой частью которого был протуберанец, а второе — развитием его винтовой неустойчивости. Развитие винтовой неустойчивости, проявившееся в вытяжении и скручивании вершины эруптивного протуберанца, не повлияло на расширение его массивной нижней части, но отразилось на движении и изменении формы фронтальной структуры КВМ. Расширение КВМ было самоподобным как на этапе действия тороидальной неустойчивости, так и на заключительном этапе неограниченного инерционного разлета всех компонентов структуры КВМ. На промежуточном этапе действия винтовой неустойчивости сохранялось лишь кинематическое подобие между фронтальной структурой и вершиной увеличивающегося винтового выступа эруптивного протуберанца. Участие винтовой неустойчивости в запуске тороидальной неустойчивости исключается фактом ее значительно более позднего включения, что согласуется с выводами работы [Filiprov, 2024].

Авторы признательны коллегам из отдела радиоастрофизики и радиоастрофизической обсерватории в Бадарах, а также С.В. Лесовому, А.А. Кочанову и В.И. Киселеву за содействие в работе с данными СРГ. Авторы выражают благодарность рецензентам за полезные замечания. Авторы благодарны научным группам NASA/SDO и AIA, научной и инструментальной группам STEREO/SECCHI из NASA, а также

команде, обеспечивающей работу SOHO/LASCO. SOHO — проект международного сотрудничества ESA и NASA. Авторы признательны группе, ведущей каталог КВМ в Центре данных CDAW при поддержке NASA и Католического университета Америки совместно с Военно-морской исследовательской лабораторией.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России. В работе использованы данные Уникальной научной установки «Радиогелиограф» [<https://ckp-rf.ru/catalog/usu/4138190/>].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтынтцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Многоволновый Сибирский радиогелиограф. *Солнечно-земная физика*. 2020, т. 6, № 2, с. 37–50. <https://doi.org/10.12737/szf-62202003> / Altynytsev A.T., Lesovoi S.V., Globa M.V., et al. Multiwave Siberian Radioheliograph. *Sol.-Terr. Phys.* 2020, vol. 6, iss. 2, pp. 30–40. <https://doi.org/10.12737/stp-62202003>.
- Кадомцев Б.Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 2. М.: Госатомиздат, 1963, с. 132–176.
- Молоденский М.М., Филиппов Б.П. Быстрое движение волокон в солнечных активных областях. *Астрономический журнал*. 1987, т. 64, № 5, с. 1079–1087.
- Соловьев А.А., Уралов А.М. Равновесие и устойчивость жгутовых магнитных структур на Солнце. *Письма в АЖ*. 1979, т. 5, № 9, с. 465–469.
- Уралов А.М. О внешних винтовых модах уединенного тока в неограниченной плазме. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1990, т. 33, № 10, с. 1168–1175.
- Шафранов В.Д. Равновесие плазмы в магнитном поле. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 2. М.: Госатомиздат, 1963, с. 92–131.
- Шафранов В.Д. К вопросу о гидромагнитной устойчивости плазменного шнура с током в сильном магнитном поле. *Журнал технической физики (ЖТФ)*. 1970, т. 40, № 2, с. 241–253.
- Alissandrakis C.E., Kochanov A.A., Patsourakos S., et al. Microwave and EUV observations of an erupting filament and associated flare and coronal mass ejections. *Publ. Astron. Soc. Japan*. 2013, vol. 65, iss. SP1, S8. <https://doi.org/10.1093/pasj/65.sp1.S8>.
- Amari T., Luciani J.F. Confined disruption of a three-dimensional twisted magnetic flux tube. *Astrophys. J.* 1999, vol. 515, iss. 2, pp. L81–L84. <https://doi.org/10.1086/311971>.
- Amari T., Luciani J.F., Mikic Z., Linker J.A. Twisted flux rope model for coronal mass ejections and two-ribbon flares. *Astrophys. J. Lett.* 2000, vol. 529, iss. 1, pp. L49–L52. <https://doi.org/10.1086/312444>.
- Amari T., Canou A., Aly J.-J. Characterizing and predicting the magnetic environment leading to solar eruptions. *Nature*. 2014, vol. 514, iss. 7523, pp. 465–469. <https://doi.org/10.1038/nature13815>.
- Aschwanden M.J., Wuelser J.P., Nitta N.V., Lemen J.R. Solar flare and CME observations with STEREO/EUVI. *Solar Phys.* 2009, vol. 256, iss. 1–2, pp. 3–40. <https://doi.org/10.1007/s11207-009-9347-4>.
- Aulanier G., Török T., Démoulin P., DeLuca E.E. Formation of torus-unstable flux ropes and electric currents in erupting sigmoids. *Astrophys. J.* 2010, vol. 708, iss. 1, pp. 314–333. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/708/1/314>.
- Bateman G. *MHD Instabilities*. Cambridge, MA: MIT Press, 1978, 270 p.
- Bein B.M., Berkebile-Stoiser S., Veronig A.M., et al. Impulsive acceleration of coronal mass ejections. I. Statistics and cor-

- onal mass ejection source region characteristics. *Astrophys. J.* 2011, vol. 738, 191. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/738/2/191>.
- Bellán P.M. *Fundamentals of Plasma Physics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2008, 628 p.
- Berkebile-Stoiser S., Veronig A.M., Bein B.M., Temmer M. Relation between the coronal mass ejection acceleration and the non-thermal flare characteristics. *Astrophys. J.* 2012, vol. 753, 88. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/1/88>.
- Borovik V.N. Quiet Sun from multifrequency radio observations on RATAN-600. *Adv. Solar Phys.* 1994, vol. 432, pp. 185–190. [https://doi.org/10.1007/3-540-58041-7\\_217](https://doi.org/10.1007/3-540-58041-7_217).
- Brueckner G.E., Howard R.A., Koomen M.J., et al. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO). *Solar Phys.* 1995, vol. 162, pp. 357–402. <https://doi.org/10.1007/BF00733434>.
- Bruno A., Bazilevskaya G.A., Boezio M., et al. Solar energetic particle events observed by the PAMELA mission. *Astrophys. J.* 2018, vol. 862, iss. 2, 97. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aacc26>.
- Chen J. Effects of toroidal forces in current loops embedded in a background plasma. *Astrophys. J.* 1989, vol. 338, pp. 453–470. <https://doi.org/10.1086/167211>.
- Domingo V., Fleck B., Poland A.I. The SOHO mission: An overview. *Solar Phys.* 1995, vol. 162, pp. 1–37. <https://doi.org/10.1007/BF00733425>.
- Filippov B. Development of torus and kink instabilities in eruptive prominences. *Astrophys. J.* 2024, vol. 977, iss. 2, id. 259. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad95fe>.
- Filippov B., Koutchmy S. About the prominence heating mechanisms during its eruptive phase. *Solar Phys.* 2002, vol. 208, iss. 2, pp. 283–295. <https://doi.org/10.1023/A:1020532607451>.
- Gallagher P.T., Lawrence G.R., Dennis B.R. Rapid acceleration of a coronal mass ejection in the low corona and implications for propagation. *Astrophys. J. Lett.* 2003, vol. 588, pp. L53–L56. <https://doi.org/10.1086/375504>.
- Gibson S.E. Solar prominences: theory and models. *Living Rev. Solar Phys.* 2018, vol. 15, iss. 1, 7. <https://doi.org/10.1007/s41116-018-0016-2>.
- Gopalswamy N., Hanaoka Y. Coronal dimming associated with a giant prominence eruption. *Astrophys. J.* 1998, vol. 498, iss. 2, pp. L179–L182. <https://doi.org/10.1086/311330>.
- Grechnev V.V., Kuzmenko I.V. A geoeffective CME caused by the eruption of a quiescent prominence on 29 September 2013. *Solar Phys.* 2020, vol. 295, 55. <https://doi.org/10.1007/s11207-020-01619-x>.
- Grechnev V.V., Uralov A.M., Zandanov V.G., et al. Observations of prominence eruptions with two radioheliographs, SSRT, and NoRH. *Publ. Astron. Soc. Japan.* 2006, vol. 58, no. 1, pp. 69–84. <https://doi.org/10.1093/pasj/58.1.69>.
- Grechnev V.V., Uralov A.M., Kochanov A.A., et al. A tiny eruptive filament as a flux-rope progenitor and driver of a large-scale CME and wave. *Solar Phys.* 2016, vol. 291, pp. 1173–1208. <https://doi.org/10.1007/s11207-016-0888-z>.
- Grechnev V.V., Lesovar S.V., Kochanov A.A., et al. Multi-instrument view on solar eruptive events observed with the Siberian Radioheliograph: From detection of small jets up to development of a shock wave and CME. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2018, vol. 174, pp. 46–65. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.014>.
- Grechnev V.V., Kiselev V.I., Uralov A.M., Myshyakov I.I. Reconciling observational challenges to the impulsive-piston shock-excitation scenario. II. Shock waves produced in CME-less events with a null-point topology. *Solar Phys.* 2022, vol. 297, 123. <https://doi.org/10.1007/s11207-022-02061-x>.
- Grechnev V.V., Kiselev V.I., Uralov A.M., et al. Mysteries of the 17 May 2012 solar event responsible for GLE71. I. CME development and the role of disturbances excited by eruptions. *Solar Phys.* 2024, vol. 299, 129. <https://doi.org/10.1007/s11207-024-02373-0>.
- Hanaoka Y., Shibasaki K., Nishio M., et al. Processing of the Nobeyama Radioheliograph data. *Proc. of Kofu Symposium*. Kofu, Japan, 1994, pp. 35–43.
- Hassanin A., Kliem B. Helical kink instability in a confined solar eruption. *Astrophys. J.* 2016, vol. 832, iss. 2, 106. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/832/2/106>.
- Hassanin A., Kliem B., Seehafer N., Török T. A model of homologous confined and ejective eruptions involving kink instability and flux cancellation. *Astrophys. J. Lett.* 2022, vol. 929, iss. 2, L23. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac64a9>.
- Howard R.A., Moses J.D., Vourlidas A., et al. Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI). *Space Sci. Rev.* 2008, vol. 136, pp. 67–115. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9341-4>.
- Kaiser M.L., Kucera T.A., Davila J.M., et al. The STEREO Mission: An introduction. *Space Sci. Rev.* 2008, vol. 136, pp. 5–16. <https://doi.org/10.1007/s11214-007-9277-0>.
- Kliem B., Török T. Torus Instability. *Phys. Rev. Lett.* 2006, vol. 96, iss. 25, 255002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.255002>.
- Kochanov A.A., Anfingentov S.A., Prosovetsky D.V., et al. Imaging of the solar atmosphere by the Siberian Solar Radio Telescope at 5.7 GHz with an enhanced dynamic range. *Publ. Astron. Soc. Japan.* 2013, vol. 65, no. SP1, S19. <https://doi.org/10.1093/pasj/65.sp1.S19>.
- Koutchmy S., Slemzin V., Filippov B., et al. Analysis and interpretation of a fast limb CME with eruptive prominence, C-flare, and EUV dimming. *Astron. Astrophys.* 2008, vol. 483, iss. 2, pp. 599–608. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/20078311>.
- Kuzmenko I.V., Grechnev V.V. Development and parameters of a non-self-similar CME caused by the eruption of a quiescent prominence. *Solar Phys.* 2017, vol. 292, iss. 10, article id. 143. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1167-3>.
- Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* 2012, vol. 275, pp. 17–40. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8>.
- Ma S., Raymond J.C., Golub L., et al. Observations and interpretation of a low coronal shock wave observed in the EUV by the SDO/AIA. *Astrophys. J.* 2011, vol. 738, 160. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/738/2/160>.
- Moore R.L., Sterling A.C., Hudson H.S., Lemen J.R. Onset of the magnetic explosion in solar flares and coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 2001, vol. 552, iss. 2, pp. 833–848. <https://doi.org/10.1086/320559>.
- Pesnell W.D., Thompson B.J., Chamberlin P.C. The Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* 2012, vol. 275, pp. 3–15. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9841-3>.
- Schmieder B., Démoulin P., Aulanier G. Solar filament eruptions and their physical role in triggering coronal mass ejections. *Adv. Space Res.* 2013, vol. 51, iss. 11, pp. 1967–1980. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.12.026>.
- Sheeley N.R., Jr., Warren H.P., Wang Y.-M. A streamer ejection with reconnection close to the Sun. *Astrophys. J.* 2007, vol. 671, pp. 926–935. <https://doi.org/10.1086/522940>.
- Shimojo M., Yokoyama T., Asai A., et al. One solar-cycle observations of prominence activities using the Nobeyama Radioheliograph 1992–2004. *Publ. Astron. Soc. Japan.* 2006, vol. 58, no. 1, pp. 85–92. <https://doi.org/10.1093/pasj/58.1.85>.
- Švestka Z. Varieties of coronal mass ejections and their relation to flares. *Space Sci. Rev.* 2001, vol. 95, iss. 1/2, pp. 135–146. <https://doi.org/10.1023/A:1005225208925>.
- Temmer M., Veronig A.M., Kontar E.P., et al. Combined STEREO/RHESSI study of coronal mass ejection acceleration and particle acceleration in solar flares. *Astrophys. J.*

- 2010, vol. 712, pp. 1410–1420.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/712/2/1410>.
- Tsap Y., Fedun V., Cheremnykh O., et al. On the stabilization of a twisted magnetic flux tube. *Astrophys. J.* 2020, vol. 901, iss. 2, 99. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/abaf01>.
- Van Tend W., Kuperus M. The development of coronal electric current systems in active regions and their relation to filaments and flares. *Solar Phys.* 1978, vol. 59, iss. 1, pp. 115–127. <https://doi.org/10.1007/BF00154935>.
- Uralov A.M. The flare as a result of cross-interaction of loops: Causal relationship with a prominence. *Solar Phys.* 1990, vol. 127, iss. 2, pp. 253–265.  
<https://doi.org/10.1007/BF00152165>.
- Uralov A.M., Grechnev V.V., Hudson H.S. Initial localization and kinematic characteristics of the structural components of a coronal mass ejection. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2005, vol. 110, iss. A5, A05104.  
<https://doi.org/10.1029/2004JA010951>.
- Uralov A.M., Grechnev V.V., Lesovoi S.V., Globa M.V. Plasma heating in an erupting prominence detected from microwave observations with the Siberian Radioheliograph. *Solar Phys.* 2023, vol. 298, iss. 10, 117.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-023-02210-w>.
- Vršnak B., Maričić D., Stanger A.L., et al. Acceleration phase of coronal mass ejections: I. Temporal and spatial scales. *Solar Phys.* 2007, vol. 241, pp. 85–98.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-006-0290-3>.
- Wang Y., Zhang J., Shen C. An analytical model probing the internal state of coronal mass ejections based on observations of their expansions and propagations. *J. Geophys. Res.* 2009, vol. 114, A10104.  
<https://doi.org/10.1029/2009JA014360>.
- Wuelser J.-P., Lemen J.R., Tarbell T.D., et al. EUVI: the STEREO-SECCHI Extreme Ultraviolet Imager. *Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics. SPIE Conf. Ser.* 2004, vol. 5171, pp. 111–122. <https://doi.org/10.1117/12.506877>.
- Yashiro S., Gopalswamy N., Michalek G., et al. A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2004, vol. 109, A07105. <https://doi.org/10.1029/2003JA010282>.
- Zheleznyakov V.V. *Radio Emission of the Sun and Planets.* Oxford: Pergamon Press, 1970, 701 p.  
<https://doi.org/10.1016/C2013-0-02176-7>.
- Zirin H., Baumert B.M., Hurford G.J. The microwave brightness temperature spectrum of the quiet Sun. *Astrophys. J.* 1991, vol. 370, pp. 779–783. <https://doi.org/10.1086/169861>.  
 URL: [http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/) (дата обращения 20 декабря 2025 г.).  
 URL: <https://ckp-rf.ru/catalog/usu/4138190/> (дата обращения 20 декабря 2025 г.).

*Как цитировать эту статью:*

Гречнев В.В., Глоба М.В., Уралов А.М. Эрупция высокоширотного протуберанца, наблюдавшаяся Сибирским радиогелиографом и космическими телескопами: I. Тороидальная и винтовая неустойчивости в развитии КВМ. *Солнечно-земная физика.* 2026, т. 12, № 2, с. 10–23. <https://doi.org/10.12737/szf-122202602>.