

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Выбросы вещества из солнечной атмосферы

Б.П. Филиппов

Корональные выбросы являются самым крупномасштабным эруптивным явлением в солнечной системе. Их радикальное воздействие на космическую погоду объясняет большой интерес к наблюдениям, моделированию, прогнозированию этого явления. Описываются основные свойства выбросов вещества из солнечной атмосферы в межпланетное пространство, их физические параметры, частота событий и её зависимость от фазы цикла солнечной активности. Рассмотрены возможные источники выбросов в солнечной атмосфере, конфигурации магнитного поля, в которых может запасаться энергия, необходимая для внезапного взрывного ускорения большой массы вещества. Анализируются основные неустойчивости корональных структур, ведущие к инициации и развитию эруптивных процессов. Показаны связь корональных выбросов с другими проявлениями солнечной активности и единство эруптивного процесса, наблюдаемого разными методами в различных слоях солнечной атмосферы и межпланетном пространстве. Обсуждаются признаки приближения предэруптивных областей на Солнце к катастрофе и возможности использования их для прогнозирования эрупций и возмущений космической погоды.

Ключевые слова: корональные выбросы, протуберанцы, волокна, магнитные поля

PACS numbers: 52.30. – q, 96.60. – j, 96.60.Nv, 96.60.P–, 96.60.Q–

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038467>

Содержание

1. Введение (905).
2. Инструменты и методы наблюдения динамических процессов в солнечной атмосфере и межпланетном пространстве (907).
3. Основные свойства выбросов вещества в солнечной атмосфере и межпланетном пространстве (908).
4. Связь корональных выбросов с эруптивными протуберанцами и другими явлениями солнечной активности (912).
5. Магнитные конфигурации, движущие вещество выбросов (914).
6. Неустойчивости равновесия, ведущие к эрупции магнитных жгутов (916).
7. Индикаторы предэруптивного состояния в солнечной атмосфере и возможности прогнозирования выбросов (917).
8. Заключение (921).

Список литературы (921).

1. Введение

Общий поток энергии, излучаемый Солнцем в окружающее пространство, характеризуется замечательным и обнадёживающим постоянством. В видимом свете излучающая поверхность светила, фотосфера, представляет собой почти идеальную сферу. Зафиксированные изменения диаметра фотосферы в разные годы составляют

менее 10^{-5} и едва превышают ошибки доступных методов измерения. Поток энергии, идущий от Солнца, на удалении в одну астрономическую единицу (среднее расстояние от Солнца до Земли) равен 1366 Вт м^{-2} . Хотя на фотосфере иногда появляются солнечные пятна, участки поверхности с пониженной яркостью, дефицит излучения, обусловленный их присутствием, компенсируется, даже с некоторым избытком, повышенной яркостью площадок, всегда сопровождающих пятна, — факелов. Прецизионные измерения интегрального потока солнечного излучения на космических аппаратах за пределами земной атмосферы в течение уже почти четырёх десятков лет показывают относительно кратковременные (в течение нескольких дней) изменения в пределах 0,4 % и систематические возрастания и снижения менее чем на 0,1 %, связанные с эпохами максимумов и минимумов солнечной активности [1].

Вместе с тем такое постоянство наблюдается не во всём спектральном диапазоне. Коротковолновая часть спектра солнечного излучения стала доступна исследованию только после появления внеатмосферной астрономии, поскольку поглощается земной атмосферой. В ультрафиолетовом (УФ) и рентгеновском диапазонах Солнце оказалось сильно переменной звездой. В течение солнечного цикла активности (~ 11 лет) поток излучения в ближнем УФ-диапазоне изменяется в несколько раз, а в крайнем ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах — в несколько десятков и сотен раз [2, 3]. Переменно и подвержено циклическим вариациям также излучение и на другом конце спектра — в радиодиапазоне. Общий поток радиоизлучения изменяется синхронно с числом Вольфа, характеризующим число солнечных пятен, видимых на солнечном диске [4]. Для многих

Б.П. Филиппов. Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калужское шоссе 4, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация
E-mail: bflip@izmiran.ru

Статья поступила 17 мая 2018 г.,
после доработки 16 октября 2018 г.

прикладных задач оценки и прогноза состояния земной магнитосферы и ионосферы величина потока радиоизлучения на длине волны 10,7 см является более удобным параметром, характеризующим солнечную активность, чем дискретные числа Вольфа. Во время солнечных вспышек интенсивность радиоизлучения Солнца может возрасти на несколько порядков [5].

Особенно интенсивные и резкие возрастания коротковолнового излучения происходят во время солнечных вспышек — спорадических нестационарных явлений в атмосфере Солнца. При сильных вспышках регистрируется жёсткое рентгеновское и гамма-излучение. Самые сильные вспышки проявляются и в кратковременном увеличении яркости небольших площадок фотосферы. Именно благодаря этому эффекту солнечные вспышки были открыты в 1859 г. двумя английскими астрономами, Р. Кэррингтоном и Р. Ходжсоном, независимо наблюдавшими [6, 7] самую мощную из известных до настоящего времени вспышку 1 сентября 1859 г. Семнадцатью часами позднее на Земле началась сильная геомагнитная буря, и это совпадение сразу породило догадку о связи земных электромагнитных возмущений с явлениями на Солнце, хотя Р. Кэррингтон на ноябрьском заседании Королевского астрономического общества был осторожным с быстрыми выводами, полагая, что "одна ласточка весны не делает" [6].

После изобретения спектрогелиоскопа и спектрогелиографа, позволивших наблюдать Солнце в узких спектральных линиях, в частности в бальмеровской линии водорода $H\alpha$, оказалось, что вспышки на Солнце происходят достаточно часто, но далеко не все они проявляются в белом свете (континууме). Кроме того, в спектральных линиях, характерных для излучения хромосферы, стали доступными для наблюдений протуберанцы — яркие выступы над хромосферой на краю солнечного диска. Ранее протуберанцы наблюдались только во время полных солнечных затмений, и в течение длительного времени существовали сомнения, принадлежат ли эти образования Солнцу, или Луне. Регулярные наблюдения протуберанцев обнаружили, что некоторые из них внезапно начинают подниматься над поверхностью, постепенно ускоряясь. Скорость отдельных поднимающихся (эруптивных) протуберанцев превышала скорость убегания из гравитационного поля Солнца ($\sim 600 \text{ км с}^{-1}$), но проследить, действительно ли они покидают Солнце, было невозможно, так как их постепенно уменьшающаяся яркость при удалении на расстояние порядка радиуса Солнца становилась сравнимой с яркостью фона, создаваемого рассеянным в земной атмосфере светом.

Хотя подозрение, что Солнце во время вспышек испускает быстро движущиеся частицы, которые за 1–4 сут достигают Земли и провоцируют геомагнитные возмущения, родилось сразу же после обнаружения вспышек, получить прямые свидетельства этого не было возможности в течение ста лет. По мере накопления знаний о свойствах солнечной атмосферы, в частности доказательств очень высокой температуры её внешних слоёв — короны (более 1 МК), возникали теоретические предположения существования постоянного стационарного истечения вещества из солнечной атмосферы в межпланетную среду, названного "солнечным ветром" [8].

Косвенным свидетельством существования постоянного потока частиц от Солнца считалось отклонение

хвостов комет в антисолнечном направлении [9]. Непосредственно частицы солнечного ветра были зарегистрированы только первыми межпланетными космическими станциями "Луна-1", "Луна-2" и "Маринер-2" [10, 11]. Поскольку долгоживущие источники солнечного ветра вращаются вместе с Солнцем с периодом около 27 сут, потоки частиц с определёнными свойствами (быстрый солнечный ветер) появляются в окрестностях Земли с такой же периодичностью и вызывают рекуррентные геомагнитные возмущения.

Сейчас известно, что быстрый солнечный ветер истекает из корональных дыр — областей, в которых доминирует магнитное поле с силовыми линиями, уходящими в межпланетное пространство. Корональные дыры у гелиографических полюсов существуют в течение нескольких лет в периоды минимальной активности. Срок жизни низкоширотных корональных дыр нередко исчисляется многими оборотами Солнца. Изучение свойств солнечного ветра множеством космических аппаратов показало, что он представляет собой принципиально нестационарное и турбулентное явление. Помимо наличия двух типов ветра: быстрого, со скоростями $700\text{--}800 \text{ км с}^{-1}$, и медленного, со скоростями $400\text{--}450 \text{ км с}^{-1}$, а также преимущественного направления магнитного поля к Солнцу или от него, наблюдаются сравнительно кратковременные вариации параметров, соответствующие прохождению компактных образований, некоторые из последних называют межпланетными магнитными облаками из-за характерных свойств магнитного поля.

Солнечная корона становится видимой невооружённым глазом и доступной исследованиям с поверхности Земли оптическими средствами лишь в краткие моменты полной фазы солнечных затмений. В это время рассеянное корональным веществом непрерывное излучение фотосферы, яркость которой в 10^6 раз превышает яркость короны, можно зарегистрировать на удалении в несколько солнечных радиусов. В 1930 г. французский астроном и оптик Бернар Лио сконструировал телескоп — коронограф, в котором он использовал "искусственную луну" для блокировки света, приходящего от фотосферы [12]. Несмотря на специальные меры по устранению рассеяния света в инструменте, получить изображения "белой короны" в наземных условиях практически невозможно из-за рассеяния фотосферного излучения в земной атмосфере. Однако в очень узких участках спектра, в которых имеются эмиссионные спектральные линии короны, коронографы оказались очень эффективными и они используются в ряде обсерваторий по сей день.

Осуществить в полной мере идею Б. Лио стало возможным с появлением внеатмосферной астрономии [13]. Уже один из первых коронографов, выведенных за пределы атмосферы, на американском спутнике OSO-7 (Orbiting Solar Observatory 7) обнаружил на изображениях короны 14 декабря 1971 г. яркое образование, перемещающееся со скоростью свыше 1000 км с^{-1} . Впоследствии подобные явления многократно наблюдались и подробно исследовались с помощью других орбитальных коронографов. Стало ясно, что наблюдаемое перемещение яркого образования не волновое явление, а реальное движение вещества, получившее название корональных выбросов (Coronal mass ejection — CME). Блок из трёх коронографов космической обсерватории SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) позволяет проследить движение выбросов при удалении на расстояние до

30 солнечных радиусов (R_{\odot}), а специальные камеры двух обсерваторий STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory) могут регистрировать следы выброшенного из короны вещества на расстояниях вплоть до орбиты Земли. Наблюдения обсерваторий STEREO, находящихся в стороне от линии Солнце–Земля, однозначно связали возмущения параметров солнечного ветра, измеряемых спутниками ACE (Advanced Composition Explorer) и Wind, с приходом корональных выбросов [14].

Космические аппараты, оснащённые различными плазменными детекторами, фиксируют приход корональных выбросов по резким изменениям параметров межпланетной среды. Такие возмущения, исходящие от Солнца, называют межпланетными корональными выбросами (Interplanetary Coronal Mass Ejection — ICME) [15]. Они распознаются по возрастанию межпланетного магнитного поля (от спокойных ~ 5 нТл до нескольких десятков нТл) и плавному изменению его направления, уменьшению температуры протонов и отношения газового давления к магнитному, плазменного β , и по ряду других признаков [16]. Конечно, измерения в одной точке (*in situ*) дают только временной профиль изменения величин, но если известна скорость прохождения возмущения, то можно попытаться восстановить и его пространственную структуру.

Так, среди всех регистрируемых межпланетных выбросов выделяется семейство с наиболее упорядоченным внутренним строением. Вектор магнитного поля в точке измерения при прохождении такого выброса плавно отклоняется более чем на 30° при сохранении преимущественного выделенного направления. Эти возмущения получили название магнитных облаков. Структура магнитного поля в них, восстановленная по измерениям за время прохождения коронального выброса мимо космического зонда, имеет вид вложенных коаксиальных цилиндрических магнитных поверхностей с увеличивающимся при удалении от оси питч-углом силовых линий [17]. Такие конфигурации называют магнитными жгутами (magnetic flux rope). В разные фазы солнечного цикла доля магнитных облаков в общем числе межпланетных выбросов составляет от $\sim 30\%$ в максимуме до более чем 80% в минимуме [18].

Очевидно, что выброшенная с большой скоростью из короны плазма с вмороженным магнитным полем будет продолжать двигаться в межпланетном пространстве, превращаясь в межпланетное магнитное облако, которое встраивается в поток солнечного ветра. Если первоначальная скорость облака выше скорости окружающего солнечного ветра, то оно им тормозится, если — меньше, — то ускоряется. Гигантская движущаяся неоднородность в гелиосфере влияет на прохождение радиоволн, распространение галактических и солнечных космических лучей. Столкновение магнитного облака с магнитосферой Земли вызывает геомагнитную бурю, имеющую множество последствий для технической деятельности человека и даже для его здоровья. Как только это стало ясным, интерес к процессам в короне начал носить не только познавательный, но и практический характер. Вспышки, считавшиеся ранее основным геоэффективным агентом, вынуждены были сильно потесниться. Их значение для геофизики было даже объявлено "мифическим" [19]. Ввиду важности исследований корональных выбросов для проблемы "космической погоды" интерес к ним не ослабевает. Большое число работ, посвящённых ис-

следованию происхождения, развития и воздействия на гелиосферу корональных выбросов, нашло отражение в ряде монографий и обзоров, опубликованных в последнее десятилетие [20–26].

В настоящем обзоре мы описываем основные свойства выбросов вещества из солнечной атмосферы в межпланетное пространство, состояние областей на Солнце, в которых они зарождаются, причины и триггеры эруптивных явлений, возможности их прогнозирования.

2. Инструменты и методы наблюдения динамических процессов в солнечной атмосфере и межпланетном пространстве

Оптическая плотность солнечной атмосферы в непрерывном спектре (континууме) чрезвычайно мала, поэтому обычный телескоп без каких-либо приспособлений даёт возможность наблюдать только фотосферу с присущими ей грануляцией, а также (в годы повышенной активности) пятнами и факелами. Вместе с тем, поскольку атомы и ионы разрежённой атмосферы поглощают и излучают свет в определённых спектральных линиях, в узких спектральных полосах в пределах этих линий оптическая плотность разных слоёв атмосферы становится достаточной для регистрации их излучения или поглощения.

Спектроскопические методы исследования Солнца очень плодотворны и удобны, поскольку они дают информацию о физических величинах в области излучения: плотности, температуре, скорости, магнитном поле. Однако для изучения движений вещества в солнечной атмосфере необходимы сведения о двумерных распределениях. С помощью сканирования щели спектрографа вдоль солнечного диска или монохроматического фильтра можно получить изображения Солнца в избранной линии. Наиболее популярна в наземных наблюдениях Солнца линия водорода $H\alpha$ бальмеровской серии. В свете этой линии хорошо видна тонкая структура хромосферы и протуберанцы над лимбом Солнца. В проекции на диск протуберанцы наблюдаются как узкие тёмные полосы — солнечные волокна.

Спектрогелиограф, использующий сканирование щели спектрографа, имеет преимущество свободного выбора любой линии и участка линии, но требует определённого времени для построения изображения. Этот инструмент более пригоден для изучения стационарных или медленно изменяющихся объектов. Фильтровые наблюдения с высокой частотой съёмки позволяют регистрировать быстрые явления, развивающиеся во время вспышек и эрупций. Обсерватории, ведущие мониторинг полного диска Солнца, расположены в разных часовых поясах с целью создания благоприятных условий для непрерывности наблюдений, хотя погодные условия не всегда позволяют их обеспечить. Некоторые обсерватории объединены в сети с одинаковыми или однотипными инструментами: Global High-Resolution $H\alpha$ Network, Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (SOLIS).

Солнечная корона, разогретая до температуры ~ 1 МК, излучает в линиях, принадлежащих ультрафиолетовому и рентгеновскому диапазону, непрозрачному для земной атмосферы. Телескопы, предназначенные для наблюдений в этих длинах волн, должны быть вынесены за пределы атмосферы на орбитальные аппараты. Фотосфера практически не излучает в ультрафиолетовом и

рентгеновском диапазоне, поэтому для наблюдения короны в этих линиях нет необходимости закрывать солнечный диск.

Пространственное и временное разрешение космических телескопов повышается с каждой новой миссией. Успешно вели наблюдения в мягком рентгеновском диапазоне японские спутники *Yohkoh* и *Hinode*. В УФ-линиях излучения короны наблюдают телескопы космических обсерваторий *SOHO*, *STEREO*, *PROBA2* (*PRoject for OnBoard Autonomy*), *SDO* (*Solar Dynamic Observatory*). Ультрафиолетовые телескопы были установлены и на российских спутниках *КОРОНАС-И*, *КОРОНАС-Ф*, *КОРОНАС-Фотон*. Яркость эмиссионной короны, пропорциональная квадрату концентрации излучающих частиц, убывает с увеличением расстояния быстрее яркости рассеивающей белой короны, пропорциональной первой степени концентрации. Поэтому поле зрения космических УФ-телескопов обычно ограничивают в пределах $(1,5-1,8) R_{\odot}$. В пределах таких расстояний (от центра диска) с их помощью можно следить за движением эруптивных протуберанцев, корональных петель, корональных джетов.

Коронोगрафы, регистрирующие рассеянное на свободных электронах короны излучение фотосферы, напротив, имеют принципиальное ограничение поля зрения снизу, поскольку вся фотосфера должна быть закрыта затмевающим диском. Дифракция на этом диске ограничивает минимальное удаление от лимба, на котором может регистрироваться корональное излучение. Для перекрытия большого интервала радиальных дистанций, что очень важно для исследования корональных выбросов, устанавливаются несколько коронोगрафов с различными размерами затмевающих дисков и различными полями зрения. На *SOHO* комплекс коронोगрафов *LASCO* (*Large Angle Spectroscopic Coronagraph*) состоит из трёх инструментов с полями зрения $(1,1-3) R_{\odot}$, $(1,5-6) R_{\odot}$ и $(3,7-30) R_{\odot}$ [27]. На *STEREO* два коронोगрафа имеют поля зрения $(1,5-4) R_{\odot}$ и $(2,5-15) R_{\odot}$ [28].

Для регистрации корональных выбросов на большем удалении от Солнца служат специальные камеры (гелиосферные имиджеры). Их оптические оси не направлены непосредственно на Солнце, и поэтому свет фотосферы не попадает в объектив. Однако во избежание рассеяния от освещённой входной апертуры применяется особая система диафрагм. На каждом из аппаратов *STEREO* установлены две камеры с полем зрения $(15-84) R_{\odot}$ и $(66-318) R_{\odot}$ [29]. На американском военном спутнике *Sotiolis* регистрировались корональные выбросы и другие гелиосферные структуры с помощью инструмента *SMEI* (*Solar Mass Ejection Imager*), три широкоугольные камеры которого, каждая с угловым полем зрения $60^{\circ} \times 3^{\circ}$, могли просканировать практически весь небосвод за 102-минутный период обращения спутника [30].

Впрочем, не всё безнадежно и с регистрацией излучения короны в непрерывном спектре с поверхности Земли. Используя тот факт, что излучение короны в континууме поляризовано линейно с плоскостью поляризации, всюду перпендикулярной радиальному направлению от центра диска, в обсерватории Мауна-Лоа на Гавайях создали несколько поколений инструментов, позволяющих отделить излучение короны от рассеянного света. Этому способствует высокогорное расположение обсерватории (выше 3300 м над уровнем моря). Последний в серии коронोगраф *COSMO K-Cor* (*COronal*

Solar Magnetism Observatory K-coronagraph) даёт изображения короны при удалении на расстояния начиная с $1,05 R_{\odot}$ от фотосферы (до $3 R_{\odot}$), что в настоящее время недоступно для других действующих космических коронोगрафов [31]. *COSMO K-Cor* позволяет проследить ранние стадии формирования корональных выбросов.

Регистрация радиоизлучения короны большими многоантенными радиотелескопами, часто называемыми радиогелиографами, позволяет получить изображения короны с достаточно высоким пространственным разрешением, для того чтобы исследовать движения в короне в этом диапазоне спектра [32]. Флуктуации параметров радиоизлучения далёких искусственных и естественных источников могут быть использованы для получения информации о параметрах плазмы вдоль пути распространения сигнала [33]. С помощью такого радиопросвечивания можно иногда обнаружить корональные выбросы и другие возмущения солнечного ветра, которые не регистрируются иными методами.

Космические зонды, которые измеряют параметры солнечного ветра в различных точках космического пространства *in situ*, уверенно фиксируют прохождение магнитных облаков и корональных выбросов других типов по характерным изменениям плотности, скорости и магнитного поля солнечного ветра. Какие-либо датчики межпланетной плазмы есть практически на всех межпланетных станциях, и имеются миссии, специально нацеленные на мониторинг солнечного ветра. Аппараты *Wind*, *ACE* и *DSCOVR* (*Deep Space Climate Observatory*) с 1994 г., 1997 г. и 2015 г. соответственно по настоящее время находятся вблизи точки Лагранжа L_1 между Солнцем и Землёй на расстоянии примерно 1,5 млн км от последней. Их измерения не только создают основу для изучения свойств солнечного ветра, но и используются для краткосрочного ($\sim 0,5$ ч) прогноза геомагнитных возмущений.

3. Основные свойства выбросов вещества в солнечной атмосфере и межпланетном пространстве

Начальная фаза движения вещества от Солнца наблюдается в нижних слоях солнечной атмосферы. Извержения вещества из нижних слоёв можно разделить на два класса. Первый характеризуется сохраняющейся, хотя и увеличивающейся по размеру формой, обычно в виде петли, содержащей испускаемое вещество (эруптивные протуберанцы), или внезапным разлётом во всех направлениях достаточно бесформенных сгустков плазмы (вспышечные спреи). Второй класс — это узкие коллимированные потоки плазмы различных масштабов (спикулы, серджи, джеты) [34–38].

Протуберанцы представляют собой облака газа, находящиеся в короне, но с параметрами, типичными для хромосферы. Средние размеры протуберанцев: длина 50 Мм, высота 10 Мм, ширина несколько Мм [39]. Средняя плотность частиц в протуберанце $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, температура $T \sim 7$ кК. Таким образом, плотность в протуберанце на два порядка больше, чем в окружающей короне, а температура на два порядка меньше. Это обеспечивает баланс давлений на его границе, но не может удерживать протуберанец высоко в короне из-за действия направленной вниз архимедовой силы. Поддерживать плотное вещество способны лишь магнитные силы.

В их отсутствие вещество опустилось бы в хромосферу под действием гравитации за считанные минуты. Магнитная природа протуберанцев проявляется уже в их местоположении на Солнце. Сопоставление с картами фотосферного продольного (вдоль луча зрения) магнитного поля показывает, что протуберанцы всегда располагаются на границе крупных областей с противоположной полярностью поля (над линиями раздела полярностей радиального поля) [40–45].

Иногда активизация протуберанца (волокна) инициируется заметными внешними событиями, например удалённой вспышкой, быстрым всплыванием нового магнитного потока поблизости, но чаще движение волокна начинается ранее других проявлений нестационарных процессов в атмосфере Солнца. В большинстве случаев никаких уверенных свидетельств в пользу наличия внешнего источника не существует. Сам термин для явления, наблюдаемого на диске, — "внезапное исчезновение волокна" — говорит о полной неожиданности для наблюдателя начала этого процесса. Перед эрупцией протуберанцы обычно увеличиваются в размерах и поднимаются выше над хромосферой. Например, было замечено [46], что протуберанцы, достигшие высоты 50 Мм, склонны к эрупции, которая обычно происходит в ближайшие один-два дня. Имеет значение соотношение между высотой и длиной волокна, отражающее кривизну его оси. Если отношение высоты средней части протуберанца к его длине меньше 0,6, то он остаётся спокойным [47]. О существовании предельной высоты устойчивости равновесия протуберанцев пойдёт речь ниже.

Первоначально почти прямое и горизонтальное волокно изгибается в вертикальной плоскости в виде арки, концы которой остаются фиксированными в хромосфере (рис. 1). Промежуточные "ножки" протуберанца (barbs) одна за другой отрываются от хромосферы, и остаются только две крайние ноги, соединяющие тело протуберанца с хромосферой. В начале эрупции скорость возрастает медленно, в отличие от скорости компактных выбросов (серджи, спреи), в которых ускорение максимально в начальной стадии [48]. Скорость на начальном этапе может составлять всего несколько км с⁻¹. Это характерно как для протуберанцев активных областей, так и для спокойных протуберанцев, но у первых медленная фаза длится несколько минут или около двух десятков минут, а у вторых она может продолжаться один-два часа. Затем следует довольно быстрое ускорение. Величина ускорения иногда в несколько раз превышает по модулю ускорение свободного падения на поверхности Солнца (270 м с⁻²).

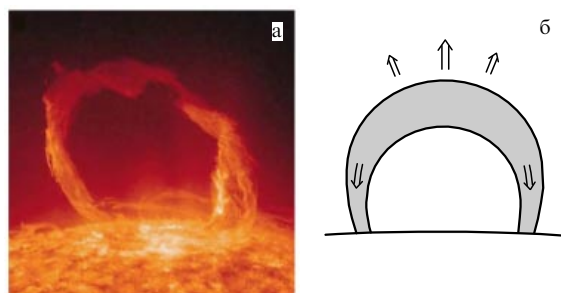


Рис. 1. (а) Эруптивный протуберанец 30 марта 2010 г., наблюдаемый в канале 304 Å телескопа AIA на спутнике SDO. (б) Схема, представляющая движения вещества в эруптивном протуберанце.

Арка эруптивного протуберанца быстро вытягивается вверх, скорость подъёма достигает нескольких сотен км с⁻¹. Часть вещества стекает вдоль оснований арки вниз в хромосферу (рис. 1б), часть приобретает скорость, достаточную для преодоления гравитационного притяжения Солнца (около 600 км с⁻¹ вблизи поверхности), и оказывается способной в баллистическом режиме вылететь в межпланетное пространство. Движение вещества вниз подтверждается не только заметным перемещением узлов и неоднородностей в протуберанце на лимбе, но и измерениями доплеровских смещений спектральных линий при эрупции на диске. Центральная часть эруптивного волокна, соответствующая вершине арки, видна в синем крыле линии, тогда как края, примыкающие к ногам, проявляются в красном крыле. Уменьшение плотности в верхней части петли из-за её расширения и частичного стекания вещества создаёт при наблюдении в H α впечатление разрыва петли, однако в тех случаях, когда имеются изображения, полученные с помощью достаточно широкополосных УФ-фильтров, можно увидеть, что петля остаётся непрерывной и при огромных размерах (рис. 1а). Иногда дестабилизируется только отдельный сегмент длинного волокна, тогда как остальные участки остаются на месте. В некоторых случаях по всей длине волокна от него отделяется слой, который поднимается, как обычный эруптивный протуберанец, а оставшаяся часть не меняет своего положения [49, 50].

Продолжая удаляться от поверхности Солнца, эруптивный протуберанец становится частью коронального выброса, наблюдаемого в белом свете (рис. 2, 3). Обычно выброс появляется в поле зрения коронографа из-за затмевающего диска как яркое выпуклое образование (см. рис. 2). По мере развития вырисовывается следующая типичная структура коронального выброса: петлеобразная фронтальная часть, обрамляющая довольно протяжённую тёмную полость, в середине которой располагается самая яркая компактная часть выброса — ядро. Нередко в ядре видна волокнистая скрученная внутренняя структура.

Существует несколько основанных главным образом на наблюдениях SOHO/LASCO каталогов корональных

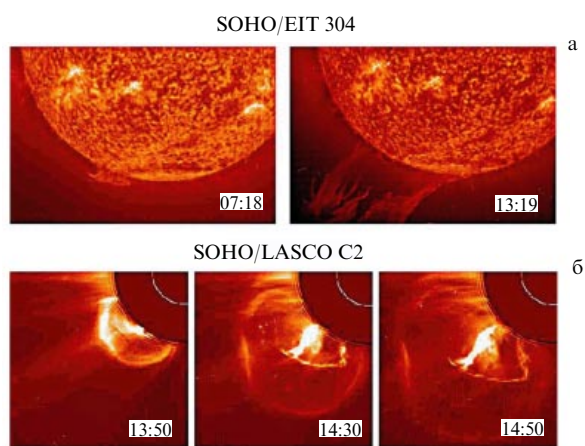


Рис. 2. Эрупция спокойного протуберанца полярного венца 14 июня 1999 г., наблюдаемого в канале 304 Å SOHO/EIT (а) и последующий корональный выброс в поле зрения коронографа SOHO/LASCO C2 (б). Однотонный круг в правых верхних углах на рис. б соответствует внешнему затмевающему диску коронографа, белая окружность показывает размер солнечного диска.

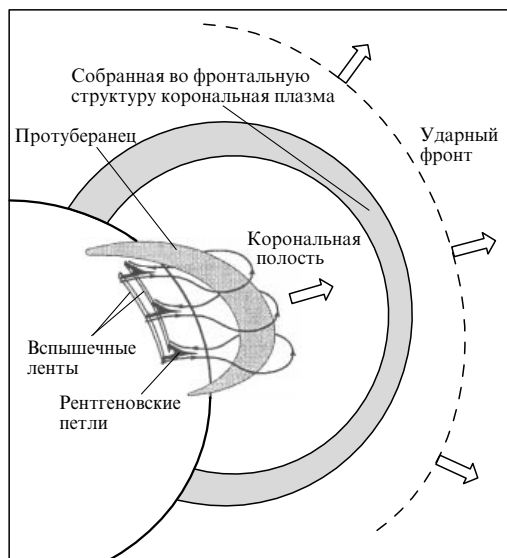


Рис. 3. Схематическое изображение структуры коронального выброса, состоящего из протуберанца, образующего ядро, тёмной полости вокруг него, внешней фронтальной петли из собранной сжатой корональной плазмы и возбуждённой ударной волны [59].

выбросов, в которых по-разному идентифицируются регистрируемые события. В самом первом каталоге выбросов CDAW (Coordinated Data Analysis Workshop Data Center) (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/) распознавание выбросов производилось оператором визуально [51]. За период функционирования SOHO/LASCO (более 20 лет) сменилось несколько операторов, и от их субъективного выбора зависело включение тех или иных событий в каталог.

Другие, более поздние, каталоги основываются на автоматизированных компьютерных методах выявления корональных выбросов. При создании каталога CACTus (Computer Aided CME Tracking catalog) (<http://sidc.oma.be/cactus/>) используется преобразование Хафа [52, 53]. Система регистрирует гораздо больше событий, чем имеется в каталоге CDAW, но более половины из них имеют узкие угловые размеры (менее 20°). В каталоге ARTEMIS (Automatic Recognition of Transient Events and Marseille Inventory from Synoptic maps catalog) (<http://lascor.oamp.fr/lasco/index.jsp>) выбросы идентифицируются на предварительно созданных синоптических картах, представляющих один кэррингтоновский оборот [54, 55]. Каталог SEEDS (Solar Eruptive Event Detection System catalog) (<http://spaceweather.gmu.edu/seeds/>) использует для автоматического распознавания выбросов специальный алгоритм преобразования двумерных разностных изображений короны в одномерные [56].

Угловые (гелиографические) размеры корональных выбросов в среднем составляют около 40° по "визуальным" данным CDAW [57] и не имеют характерного масштаба по данным CACTus, являясь распределёнными в интервале $20^\circ - 120^\circ$ по степенному закону с показателем около $-1,7$ [58]. Однако бывают выбросы типа "гало", которые заполняют всю 360° -градусную область вокруг затмевающего диска. Это те выбросы, которые имеют источник, находящийся близко к центру солнечного диска, и движутся в направлении Земли или в противоположном направлении.

Скорость перемещения фронтальной части выброса в поле зрения коронографа является, по существу, минимальной оценкой его скорости, поскольку не учитывает скорость перемещения вдоль луча зрения. Наблюдаются выбросы со скоростями в широких пределах, от 20 км с^{-1} до более чем 2500 км с^{-1} , со средним значением $\sim 500 \text{ км с}^{-1}$ [57]. Медленные выбросы обычно движутся с ускорением порядка 10 м с^{-2} , но в некоторых случаях ускорение достигало величины 1500 м с^{-2} , что в пять раз превышает значение ускорения свободного падения на Солнце. Быстрые выбросы чаще теряют скорость с замедлением $5 - 20 \text{ м с}^{-2}$ [60]. Масса вещества, вовлечённого в корональный выброс, зависит от его размеров и плотности и изменяется в пределах $10^{14} - 10^{16} \text{ г}$ со средним значением около $2 \times 10^{15} \text{ г}$. [61]. Соответственно, средняя кинетическая энергия выброса составляет $\sim 10^{23} \text{ Дж}$.

В минимуме цикла солнечной активности корональные выбросы наблюдаются в среднем по одному в сутки, а с возрастанием числа пятен частота появления выбросов увеличивается практически синхронно, достигая примерно 4–8 выбросов в сутки [24]. В данных CACTus за 23-й цикл отмечается задержка среднего числа выбросов относительно изменений чисел Вольфа на 6–12 мес. [53]. В минимуме выбросы наблюдаются преимущественно вблизи экваториальной плоскости, там, где располагаются и корональные стримеры. В максимуме цикла выбросы, как и стримеры, могут наблюдаться на любых гелиографических широтах.

В проекции на небесную плоскость многие корональные выбросы имеют вид конуса с вершиной в центре Солнца и полусферической поверхностью, опирающейся на основание конуса. Форма выбросов напоминает рожок мороженого, и поэтому одна из моделей выбросов, описывающая их геометрические и кинематические характеристики, получила в англоязычной литературе соответствующее название: "ice-cream cone model" [62]. Такая форма сохраняется в течение всего времени прохождения выброса в поле зрения коронографа, и её угловой раствор не изменяется. Действительное направление оси конуса определяется подгонкой параметров модели к измерениям в разных точках проекции выброса. С помощью конической модели удаётся существенно улучшить прогноз прихода корональных выбросов к Земле [63]. Нередко верхняя часть выбросов приплюснута и уплощена. Такая форма выброса воспринимается как "грибовидное облако" (шляпка на двух ножках) в короне Солнца [64].

Приход коронального выброса в точку, где космический зонд регистрирует параметры солнечного ветра, характеризуется следующими признаками, которые могут проявляться в различных сочетаниях в конкретных событиях [65]: 1) усиленное магнитное поле; 2) плавное изменение направления поля; 3) относительно низкая протонная температура; 4) малая величина плазменного β ; 5) двунаправленные потоки электронов (в двух противоположных направлениях вдоль локального магнитного поля); 6) двунаправленные потоки малоэнергичных протонов; 7) высокая степень ионизации элементов и особенности их состава; 8) низкая степень ионизации; 9) однократно ионизованные атомы гелия; 10) двунаправленные потоки быстрых частиц ($\sim 1 \text{ МэВ}$); 11) двунаправленные тепловые потоки; 12) совпадение с наземными фобуш-понижениями потока космических лучей.

Магнитные облака обычно идентифицируются по наличию признаков 1–4, причём полагается, что наличие признака 2 определяется не просто изменением направления поля, а именно плавным вращением его вектора.

Анализ данных за почти два солнечных цикла показал, что среднегодовое число межпланетных выбросов изменяется синхронно с числами Вольфа (от ~ 5 до ~ 40), как и число выбросов, наблюдаемых вблизи Солнца [18, 66]. Однако число регистрируемых магнитных облаков очень слабо зависит от фазы цикла, поскольку их доля в общем числе межпланетных выбросов значительно возрастает в годы минимума. Возможно, структура, типичная для магнитных облаков, присутствует в большинстве межпланетных выбросов, регистрируемых и в максимальной активности, но она иногда слабо выражена из-за касательного прохождения ими точки наблюдения, поскольку источники на Солнце могут быть расположены на высоких широтах, удалённых от плоскости эклиптики, в которой находятся регистрирующие зонды. Среднее значение модуля магнитного поля в межпланетных выбросах 10 нТл, средняя скорость 450 км с⁻¹, средняя протонная температура 50 кК, при несколько меньших значениях медианных величин [18].

Для восстановления пространственной структуры межпланетных выбросов на основе временных профилей величин, измеренных в одной точке, используются определённые модельные представления (рис. 4). Простейшая модель магнитного жгута была предложена в приближении бессилового магнитного поля (force-free field) [68]:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$B_z = B_0 J_0(\alpha \rho), \quad (2)$$

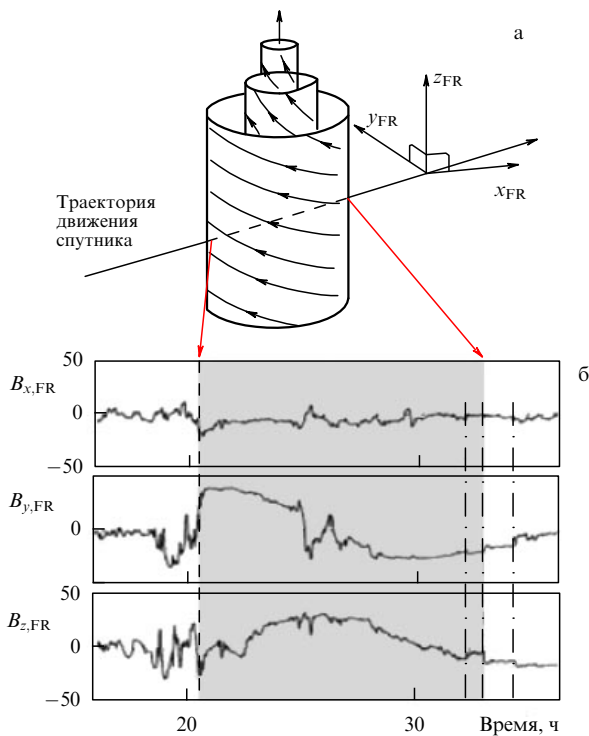


Рис. 4. Предполагаемая структура магнитного жгута коронального выброса и изменения трёх компонент магнитного поля, регистрируемых на спутнике при прохождении выброса [67].

$$B_\rho = 0, \quad (3)$$

$$B_\varphi = B_0 J_1(\alpha \rho), \quad (4)$$

где z, ρ, φ — цилиндрические координаты, B_0 — амплитуда магнитного поля, J_0, J_1 — цилиндрические функции Бесселя нулевого и первого порядка, $\alpha = \text{const}$.

Направление компоненты магнитного поля, которая не меняет знака и достигает максимума в центральной части облака, определяет ориентацию оси магнитного жгута. Если зонд проходит примерно через центр облака, что видно по симметрии профилей, то компонента поля вдоль траектории движения, соответствующая радиальному полю жгута, пренебрежимо мала, а третья компонента, соответствующая азимутальному полю жгута, меняет знак в центре облака. Такая простая модель с аксиальной и трансляционной симметрией описывает локальную структуру магнитного облака. Её развитием может быть модель с некруговым сечением жгута [69] или исключением условия бессилового характера поля [70, 71].

Широко применяется восстановление структуры магнитного облака на основе уравнения Грэда–Шафранова с трансляционной симметрией ($\partial/\partial z = 0$), описывающего магнитогидростатическое равновесие плазмы,

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\mu_0 \frac{d}{dA} \left(p + \frac{B_z^2}{2\mu_0} \right), \quad (5)$$

где $\mathbf{A} = A(x, y)\mathbf{e}_z$ — векторный потенциал, p — давление плазмы, μ_0 — магнитная проницаемость [72].

Вышеупомянутые модели рассматривают магнитное облако как статический магнитный жгут. Динамические модели учитывают расширение облака за время его наблюдения. В одних моделях предполагается только радиальное расширение кругового сечения [73], в других — расширение происходит по всем трём координатам [74]. Расширение только по радиусу нарушает бессилового конфигурацию жгута, инициируя значительный дисбаланс сил во время эволюции облака, тогда как наблюдения показывают малую величину β , требующую сбалансированности магнитных напряжений. Изотропное расширение не нарушает баланса сил, однако условие изотропного расширения не слишком согласуется с анизотропией магнитных сил в жгуте. Расширение магнитного облака на пути от Солнца до точки измерения обусловлено падением давления в окружающей среде как $\approx D^{-2.9 \pm 0.3}$, где D — расстояние до Солнца. Радиус магнитного жгута R возрастает при этом с увеличением расстояния пропорционально $D^{0.9 \pm 0.3}$ [75]. Магнитный поток и спиральность в магнитном облаке приблизительно сохраняются, а магнитная энергия уменьшается примерно обратно пропорционально расстоянию [76].

Пока корональный выброс находится в поле зрения коронографов, как правило, основания его расширяющейся петли остаются закреплёнными в нижних слоях атмосферы Солнца. Поэтому цилиндрические модели, конечно, достаточно далеки от реальности. Предположительный вид выброса в гелиосфере показан на рис. 5. Важным аргументом в пользу сохранения магнитной связи магнитного облака с Солнцем считается регистрация двунаправленных потоков быстрых электронов внутри облака, транспортный пробег которых хорошо согласуется со структурой магнитного жгута. Кривизна

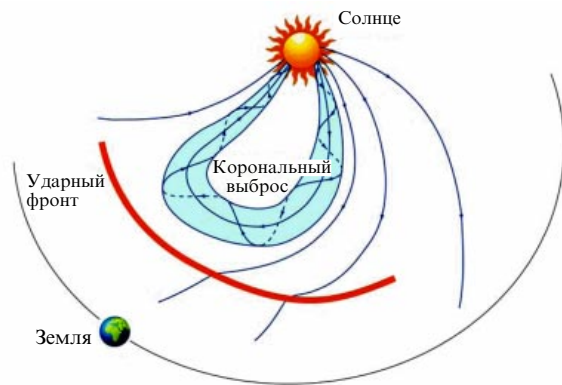


Рис. 5. Схема межпланетного коронального выброса в гелиосфере.

оси магнитного жгута учитывается в тороидальных моделях. В более простых моделях тороид концентричен с Солнцем и никак не связан с его поверхностью [77, 78].

Поскольку параметры межпланетных выбросов изменяются в широких пределах, нельзя исключить, что какая-то часть магнитных облаков полностью отрывается от Солнца и движется как изолированная структура. Для таких облаков отделившийся тороид является хорошим приближением. Размеры облака при этом могут оказаться невелики, а значения плотности и магнитного поля могут неожиданно превысить ожидаемые. Моделью таких компактных магнитных облаков может служить конфигурация, называемая сферомаком. Решение уравнения бессилового поля (1) наименьшего порядка (после монополя) в сферических координатах r, θ, φ имеет вид [79]

$$B_r = \frac{2B_0}{\alpha r} j_1(\alpha r) \cos \theta, \quad (6)$$

$$B_\theta = -\frac{B_0}{\alpha r} (\sin \alpha r - j_1(\alpha r)) \sin \theta, \quad (7)$$

$$B_\varphi = \pm B_0 j_1(\alpha r) \sin \theta, \quad (8)$$

где j_1 — сферическая функция Бесселя первого рода. Магнитное поле вида (6)–(8) часто называют "классическим сферомаком". Именно конфигурация типа сферомака оказалась наиболее пригодной для интерпретации причин и обстоятельств самой сильной геомагнитной бури в 23-м солнечном цикле [80].

При численном магнитогидродинамическом (МГД) моделировании эволюции коронального выброса в гелиосфере магнитный жгут внедряется в солнечный ветер как начальное условие [81, 82]. Расчёты обычно демонстрируют движение магнитного жгута быстрее окружающего солнечного ветра. Первоначально круговое сечение жгута увеличивается за счёт расширения и приобретает овальную форму, сжимаясь в направлении движения из-за динамического давления догоняемого потока солнечного ветра. В некоторых расчётах [83] вследствие взаимодействия исходного сферомака с радиально расширяющимся стационарным солнечным ветром сферомак трансформируется в тороид.

Представление коронального выброса в виде магнитного жгута описывает его локальную внутреннюю структуру и эволюцию на определённых этапах разви-

тия. Для прослеживания развития выброса на большом интервале расстояний приходится пользоваться простыми феноменологическими моделями, такими, например, как "ice-cream cone model".

4. Связь корональных выбросов с эруптивными протуберанцами и другими явлениями солнечной активности

В ряде событий, например в таком, которое показано на рис. 2, и многих других, трансформация эруптивного протуберанца в корональный выброс не вызывает сомнений. Однако поскольку эруптивные протуберанцы и корональные выбросы наблюдаются в разных участках спектра различными инструментами, поля зрения которых не перекрываются, связь их не всегда была очевидной и требовала специальных исследований. Статистические исследования с самого начала показывали наибольшую корреляцию выбросов с эруптивными протуберанцами среди всех проявлений активности в нижних слоях атмосферы Солнца [84–87]. Важным фактором при этом является высота, на которой наблюдается эруптивный протуберанец: чем большей высоты он достигает, тем больше вероятность того, что последует корональный выброс.

Так, в исследовании Мунро и др. [85] все протуберанцы, достигшие высоты $1,2 R_\odot$, и только 60 % достигших высоты $1,1 R_\odot$ оказались связанными с выбросами. В связи с этим возникает терминологический вопрос: следует ли считать эруптивными те протуберанцы и волокна, которые вначале достаточно быстро поднимаются целиком, сохраняя общую форму, а затем замедляются и останавливаются, демонстрируя финитное движение? Такие протуберанцы предлагают называть просто активными [88], а эрупции — "несостоявшимися" (failed eruptions) [89–93].

В течение 1996–1998 гг. 46 % таких активных протуберанцев и 94 % "настоящих" эруптивных протуберанцев, которые способны преодолеть гравитационное притяжение Солнца, были связаны с корональными выбросами [88]. Выбросы, связанные с эруптивными протуберанцами, как правило, имели яркое ядро, а выбросы, связанные с активизацией протуберанцев, его обычно не имели. Из 50 эруптивных протуберанцев, наблюдавшихся в 1999–2000 гг. в микроволновом диапазоне радиогелиографом NoRH (Nobeyama RadioHeliograph) обсерватории Нобейама, 92 % сопровождалось корональными выбросами [94]. На более обширном массиве данных наблюдений этим же инструментом за 1996–2001 гг. (186 эрупций) было найдено, что в 72 % случаев вслед за эруптивным протуберанцем наблюдался корональный выброс, причём для протуберанцев, двигавшихся преимущественно в радиальном направлении, доля таких случаев увеличивалась до 83 %.

Статистические исследования, оперирующие с массивами данных, отобранных по определённым критериям, сильно зависят от этих критериев, которые не всегда достаточно объективны и различны у разных исследователей. Это касается как включения или невключения в рассмотрение очень узких или малоконтрастных выбросов, так и отнесения к разряду эруптивных протуберанцев "теплового" исчезновения волокон (исчезающих на изображениях в хромосферных спектральных линиях из-за временного нагрева) или несостоявшихся эрупций.

Например, очень низкая корреляция, 10 %–30 %, между исчезновениями в линии $H\alpha$ волокон и корональными выбросами [95], вероятно, была получена именно из-за включения тепловых исчезновений. Заведомое исключение таких исчезновений повысило корреляцию до 52 % [96], а корреляция в сопоставимый период с эруптивными протуберанцами, наблюдаемыми в радиодиапазоне, составила 65 % [97].

Распределение эруптивных протуберанцев по гелиошироте отличается от распределения выбросов. Первые чаще всего наблюдаются на широтах $\pm 30^\circ$, тогда как вторые в минимуме активности концентрируются вблизи экватора, а к максимуму довольно равномерно заполняют все широты [97, 98]. Различие, скорее всего, связано с изменением структуры коронального магнитного поля с изменением высоты. Поскольку и протуберанцы, и выбросы тяготеют к линиям раздела полярностей, их распределения по широте отражают положение этих линий в полях разного масштаба. На меньших высотах, где располагаются протуберанцы до эрупции, существенную роль играют поля меньшего масштаба, которые представлены в разложении глобального магнитного поля по сферическим функциям более высокими гармониками. Даже в минимуме активности вблизи фотосферы доминирует окуполь, но, убывая с увеличением расстояния быстрее дипольной составляющей, на удалении, большем солнечного радиуса, там, где наблюдаются выбросы, он уступает место диполу, направленному примерно вдоль оси вращения Солнца. Так что эруптивные протуберанцы, исходящие с более высоких широт, придерживаются линий раздела полярностей на соответствующей высоте (или нейтральной поверхности, составленной из этих линий) и поднимаются не вертикально, а отклоняясь в среднем к экватору. Такое нерадиальное движение эруптивных протуберанцев прослеживается во многих событиях [99–104].

Вспышки изначально рассматривались как генератор корональных выбросов, которые представлялись просто гидродинамическим откликом солнечной атмосферы на внезапное выделение энергии во вспышке [105, 106]. Однако от этой идеи вскоре пришлось отказаться по ряду причин, в том числе по энергетическим соображениям и из-за длительного ускорения выбросов [59]. Большинство оптических вспышек происходит независимо от выбросов, а те, которые совпадают с ними, скорее являются не причиной, а следствием [19]. Впрочем, самые быстрые и крупные выбросы связаны с большими двухленточными вспышками. Достаточно тесную связь обнаруживают оптические вспышки с фронтальными выбросами типа гало, движущимися в направлении Земли [107, 108].

Индикатором вспышки в работах по корреляционному анализу обычно служит рентгеновское излучение, поскольку внеатмосферные наблюдения более регулярны и однородны. Вспышки хорошо классифицируются по величине максимального потока рентгеновского излучения (классы от А до Х с интенсивностями от менее 10^{-7} Вт m^{-2} до более 10^{-4} Вт m^{-2} соответственно). Анализ данных, полученных с коронографами LASCO, показал, что $\sim 70\%$ вспышек класса С, $\sim 40\%$ вспышек класса М и $\sim 10\%$ вспышек класса Х не связаны с корональными выбросами и вероятность обнаружить выброс не зависит от местоположения вспышки на диске Солнца [109–111]. Имеются пороговые значения максимальной интенсивности

в 6×10^{-5} Вт m^{-2} и полного потока в 7×10^{-2} Дж m^{-2} , а также длительность в 4 ч, при превышении которых с 95%-ной вероятностью можно сказать, что вместе со вспышкой будет наблюдаться корональный выброс. При значениях этих величин ниже указанных пороговых зависимости вероятности появления выброса от максимальной интенсивности или длительности вспышки не заметно. Немного возрастает доля сопровождающих вспышки выбросов при увеличении полного потока.

С точки зрения характеристик самих выбросов со вспышками в большей степени связаны быстрые выбросы, демонстрирующие постоянную скорость или небольшое замедление [112–115]. Существуют также наблюдательные данные [116–118], показывающие, что стадия быстрого ускорения выброса в большинстве событий совпадает с возрастанием интенсивности излучения вспышки, однако, как правило, ускорение начинается до появления всплеска мягкого рентгеновского излучения и заканчивается после достижения его максимума [119].

Зависимость общего числа выбросов с кинетической энергией, превышающей заданную, от величины этой энергии (интегральный энергетический спектр) имеет степенной вид с показателем около -1 [120]. Для вспышек этот показатель имеет значение около -2 [121, 122]. Такое большое различие, возможно, означает, что механизмы преобразования энергии в этих двух явлениях сильно различаются. Подавляющее большинство исследователей полагают, что между вспышками и выбросами нет взаимно однозначного соответствия и прямой причинно-следственной связи, а оба явления развиваются в результате неустойчивости магнитных структур в атмосфере Солнца, вызывающих как тепловые эффекты (вспышки), так и движения плазмы (эрупции, выбросы). В зависимости от конкретных условий оба эффекта в отдельном событии могут проявляться в большей или меньшей степени либо не проявляться совсем [24, 123, 124].

На поздней фазе больших вспышек появляются долгоживущие аркады послевспышечных петель, наблюдаемые в мягком рентгеновском и крайнем ультрафиолетовом диапазонах [125, 126]. Основания петель совпадают со вспышечными лентами. По мере расхождения лент увеличивается высота петель. Аркады гораздо теснее связаны с корональными выбросами, отсюда возникло их второе название — постэруптивные аркады. Из 236 аркад, исследованных в работе [127], для 92 % аркад были обнаружены выбросы с подходящим расположением и временем начала эрупции.

Ещё более тесная и обоснованная связь у выбросов с корональными диммингами — областями пониженного излучения в мягком рентгеновском [128, 129], крайнем ультрафиолетовом [130, 131] диапазонах и даже в линии $H\alpha$ [132], возникающими вслед за эруптивными явлениями. Димминги наблюдались примерно в 30 % случаев выбросов типа гало [133]. Учитывая, что половина событий зарождалась на обратной стороне солнечной полусферы, корреляция увеличивается вдвое, до 60 %.

Максимального развития димминг достигает, когда выброс пройдёт уже расстояние в несколько солнечных радиусов [134–136]. На диске в ультрафиолетовых корональных линиях димминг выглядит обычно как два схожих между собой тёмных пятна неправильной формы по обе стороны от концов исчезнувшего волокна. Поток излучения в линии 195 Å в димминге составляет $\sim 25\%$

от потока из этой области до эрупции [137]. По высоте он занимает область от $0,1 R_{\odot}$ до $1,5 R_{\odot}$ над поверхностью [138]. Часто димминг появляется вслед за прохождением сферического фронта корональной волны (EIT-волны; EIT — Electromagnetically Induced Transparency), однако существовать он может в течение длительного времени — часов или даже дней. Дефицит массы короны, который приписывается диммингу, примерно того же порядка, что и масса, содержащаяся в выбросе [139].

Потемнение на рентгеновских и ультрафиолетовых изображениях может быть вызвано как уменьшением плотности излучающей плазмы, так и изменением температуры. Разделить эти эффекты на основе только фильтровых наблюдений практически невозможно, однако спектроскопические данные показывают наличие доплеровских смещений линий, свидетельствующих о истечении материи из области димминга со скоростями $\sim 30 \text{ км с}^{-1}$ [138]. Внешнее сходство с корональными дырами дало основание предположить, что димминги являются короткоживущими (транзистными) корональными дырами, т.е. областями открытых силовых линий [140]. Вероятно, димминги — это те области, в которых эруптиввавшая магнитная структура остаётся связанной с поверхностью, и магнитное поле в этих областях действительно вытянуто в межпланетное пространство [133]. Магнитный поток фотосферного поля, проинтегрированный по области димминга, хорошо коррелирует со скоростью выброса в поле зрения коронографа [141, 142], а также может служить показателем геоэффективности выброса [143, 144].

Среди других спорадических явлений, сопутствующих корональным выбросам, — корональные волны [130, 145, 146], радиовсплески типов II и IV [85, 147, 148], корональные и межпланетные ударные волны [149–153] и энергичные частицы [154–156]. Однако, несмотря на большое число явлений, обычно сопутствующих появлению корональных выбросов, наблюдаются выбросы, для которых не удаётся найти никаких проявлений активности в нижних слоях атмосферы Солнца. До запуска аппаратов STEREO все выбросы типа гало без видимых проявлений на диске Солнца относили к выбросам, зародившимся на обратной стороне солнечной полусферы и движущимся в противоположную от Земли сторону. Однако некоторые такие выбросы сопровождалась через соответствующее время геомагнитными бурями. Такие "проблемные" бури без видимых проявлений приповерхностной солнечной активности были известны ещё до эпохи регулярных наблюдений короны космическими аппаратами [157]. Наблюдения STEREO с разных углов зрения показали, что выбросы могут исходить с видимой стороны Солнца без иных проявлений активности [58, 158–160]. Такие выбросы, названные "стелс" (от англ. stealth — невидимый), обычно являются малоконтрастными и движутся с очень низкой скоростью ($< 300 \text{ км с}^{-1}$). Тем не менее исследованию стелс-выбросов уделяется большое внимание, поскольку они способны вызвать геомагнитные бури, которые трудно прогнозировать.

5. Магнитные конфигурации, движущие вещество выбросов

Большинство современных моделей причиной возникновения корональных выбросов предполагает нарушения равновесия и устойчивости корональных магнитных

полей. Генерация магнитных полей на Солнце в основном происходит под поверхностью фотосферы в конвективной зоне. Возникает вопрос: насколько быстро магнитный поток, несущий соответствующую энергию, может проникнуть в корону и инициировать эруптивный процесс? Некоторые авторы считают, что такая накачка энергией может происходить непосредственно во время эрупции. Например, импульсная инжекция полоидального магнитного потока приводит к нарушению равновесия скрученной корональной магнитной трубки и её ускоренному подъёму [26, 161] или вылету магнитного жгута со сверхзвуковой скоростью из конвективной зоны [151].

Однако наблюдения фотосферных магнитных полей не подтверждают столь быстрых изменений полей, которые требуются для механизмов непосредственной передачи энергии из конвективной зоны к областям формирования выбросов. Поэтому, вероятнее всего, энергия, необходимая для возникновения выброса, накапливается медленно в короне благодаря постепенному всплыванию новых магнитных потоков из-под фотосферы и фотосферным движениям. Резервуаром этой энергии служит непотенциальная часть коронального магнитного поля, т.е. электрические токи, протекающие в короне. Об этом свидетельствует, в частности, тот факт, что плотность магнитной энергии в короне на несколько порядков превышает плотность энергии других видов [59].

Современные модели основываются на модификациях двух основных исходных магнитных конфигураций, в которых под воздействием различных внешних факторов развиваются неустойчивости, приводящие к эрупции: аркада петель со сдвинутыми вдоль центральной оси основаниями и магнитный жгут. Сдвиг оснований магнитной петли в противоположные стороны вдоль линии раздела полярностей (ЛРП) фотосферного продольного магнитного поля, называемый также "широм" (от англ. shear — сдвиг), т.е. перпендикулярность силовых линий и ЛРП, часто считается свидетельством присутствия электрического тока, хотя в действительности это не вполне верно. Непрямой угол между силовой линией и ЛРП может быть и в потенциальном (бестоковом) поле. Строгая перпендикулярность соблюдается только в симметричных полях. Тем не менее наблюдаемые в тонкой структуре волокон, считающихся одним из основных предэруптивных образований, нити, направленные вдоль ЛРП или под острым углом к ней, послужили толчком к развитию моделей протуберанцев и выбросов, основанных на сдвиговых движениях оснований силовых линий в узкой полосе около ЛРП.

В результате деформаций при таких движениях первоначально выпуклые силовые трубки приобретают прогиб в верхней части, причём горизонтальная компонента поля в прогибе может стать направленной не только вдоль ЛРП, но и под некоторым углом из отрицательной фотосферной полярности в положительную. Прогибы силовых трубок благоприятны для накопления плотной плазмы; в корональном поле, как показывают расчёты численных МГД-моделей, появляется избыток магнитной энергии по сравнению с энергией первоначального потенциального поля [162, 163]. Корональный электрический ток создаёт магнитное давление, которое стремится вытолкнуть ток и расширить аркаду. С другой стороны, оставшиеся несдвинутыми внешние петли аркады создают натяжение, которое удерживает внутреннюю токовую систему. Такое взаимное проти-

водействие позволяет накопить количество свободной магнитной энергии, достаточное для ускорения выброса, однако для осуществления выброса необходимо в течение достаточно малого времени преодолеть удерживающие силы и обеспечить возможность ускорения вещества.

В рамках идеальной МГД при любом сдвиге в простой аркаде сохраняется равновесие [164] и в пределе она превращается в систему открытых силовых линий с бесконечно тонким токовым слоем, разделяющим противоположные полярности. Более того, энергия такого полностью открытого поля максимальна среди энергий всех возможных конфигураций бессилового поля с фиксированными в фотосфере основаниями силовых линий [165–167], так что выход аркады в межпланетное пространство в виде коронального выброса энергетически невыгоден.

Одним из способов преодолеть указанное ограничение стала модель "прорыва" поля (breakout model) в квадрупольной конфигурации [167–170]. Подвергающаяся сдвиговой деформации центральная аркада окружена двумя боковыми аркадами, имеющими на периферии общие силовые линии. При подъёме центральной аркады часть её магнитного потока пересоединяется с этими силовыми линиями, увеличивая магнитный поток боковых аркад (рис. 6). Таким образом, удерживающее поле ослабевает и оно может быть совсем устранено, а общий поток остаётся в основном замкнутым, что снимает ограничение, налагаемое максимумом энергии открытого поля [165–167]. Похожая аналитическая модель прорыва поля с образованием коронального выброса была предложена ранее в геометрии с трансляционной симметрией и всплывающим магнитным потоком [171]. Позднее в численных расчётах [172, 173] была продемонстрирована возможность прорыва всплывающего магнитного потока через поле короны, моделирующее выброс.

На поздних этапах своей эволюции сдвинутая аркада мало отличается от магнитного жгута с немного мень-

шим полным оборота вращением магнитного вектора, а пересоединения превращают её в полноценный жгут [169, 174, 175]. Уже во время главной фазы своего ускорения конфигурация коронального выброса, скорее всего, представляет собой магнитный жгут. Вместе с тем за последние годы накопилось немало свидетельств присутствия жгутов в солнечной атмосфере задолго до эрупций [176, 177]. Магнитный жгут может быть сформирован в короне в результате различных движений оснований силовых линий в фотосфере с последующим пересоединением деформированных линий. Помимо сдвиговых движений образованию жгутов способствуют конвергентные к ЛРП смещения [178, 179], вращения [180, 181], взаимное "гашение" (cancellation) магнитных потоков противоположной полярности [182, 183].

Другая возможность появления магнитных жгутов в короне — всплытие уже сформировавшегося жгута из конвективной зоны (рис. 7). Скрученная магнитная трубка поднимается к фотосфере благодаря магнитной плавучести [184]. Здесь она значительно расширяется и начинает проникать в корону. Если бы трубка была совершенно прямой, то плотное вещество, сосредоточенное в ней, осталось бы в её нижней части из-за вмерзлости и трубка смогла бы подняться в корону лишь на половину диаметра [185]. Благодаря изогнутости оси (рис. 7а) вещество может стекать в погружённые части трубки, давая возможность некоторому сегменту полностью подняться в корону [186, 187]. В детальных наблюдениях фотосферных магнитных полей иногда удаётся найти особенности, которые интерпретируются как изменения, связанные с прохождением магнитных жгутов из-под фотосферы в корону [188–190].

Важным для моделирования эруптивных явлений является вопрос: каков полный ток в магнитном жгуте? В конвективной зоне скрученная магнитная трубка окружена плотной плазмой, не позволяющей её магнитному полю распространяться далеко. Если в сечении трубки имеется полный ток J , то на её границе возникает обратный ток $-J$, полностью компенсирующий прямой ток

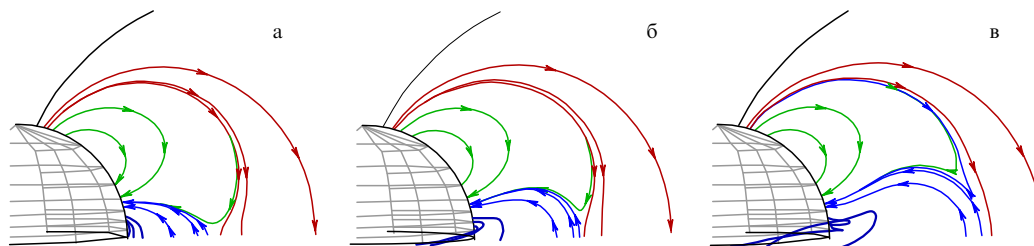


Рис. 6. Эволюция силовых линий коронального магнитного поля в модели "прорыва" поля [168].

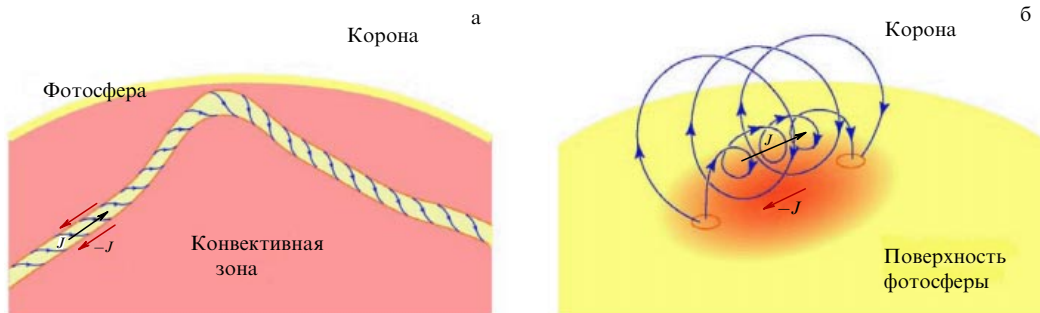


Рис. 7. Всплытие магнитного жгута из конвективной зоны в корону.

в трубке (рис. 7а). Такой жгут иногда называют экранированным или нейтральным. Если такая трубка попадёт в разрежённую корону, то, освободившись от большей части своего вещества, она получает возможность расширяться. Граница, на которой может удерживаться экранирующий ток для типичного коронального жгута с прямым током 10^{11} А [191–194], удаляется от оси жгута на половину солнечного радиуса [195]. Но на поверхности фотосферы обратный ток, конечно, может удерживаться (рис. 7б). О том, что при всплывании скрученной трубки обратный ток остаётся в фотосфере, свидетельствуют результаты как аналитической модели [196], так и численного МГД-моделирования [197]. Собственно, на то, что в корональных жгутах имеются некомпенсированные электрические токи, указывает расположение связанных с ними волокон вдоль линий раздела полярностей фотосферного магнитного поля. То есть интегральный ток жгутов взаимодействует с внешним магнитным полем.

На магнитный жгут в короне действует сила [198]

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \int_V (\mathbf{j} \times \mathbf{B}_f) dv + \frac{1}{c} \int_V (\mathbf{j} \times \mathbf{B}_e) dv - \oint_S p \mathbf{n} ds + M \mathbf{g}, \quad (9)$$

где V — объём, занимаемый жгутом, S — наружная поверхность жгута, \mathbf{n} — нормаль к поверхности, \mathbf{j} — плотность электрического тока в жгуте, \mathbf{B}_f и \mathbf{B}_e — магнитные поля, создаваемые токами внутри жгута и внешними токами соответственно, p — газовое давление, M — масса плазмы, содержащейся в жгуте, \mathbf{g} — ускорение свободного падения на Солнце. В исходном равновесном состоянии сила \mathbf{F} должна быть равна нулю. В случае, когда поперечный размер жгута меньше других характерных размеров, а внешнее поле и внешнее давление можно считать однородными в пределах сечения, условие равновесия распадается на два отдельных условия. Первое определяет равновесие всего жгута как целого:

$$\frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B}_e + m \mathbf{g} = 0, \quad (10)$$

где \mathbf{J} — полный электрический ток через поперечное сечение жгута A ,

$$\mathbf{J} = \int_A \mathbf{j} ds, \quad (11)$$

m — масса, приходящаяся на единицу длины жгута. Второе условие описывает баланс сил внутри жгута:

$$\frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}_f = \nabla p. \quad (12)$$

6. Неустойчивости равновесия, ведущие к эрупции магнитных жгутов

Накопление свободной магнитной энергии в короне происходит в результате медленных изменений в фотосфере. Характерное время высвобождения этой энергии при эруптивных процессах на два-три порядка меньше характерного времени фотосферных движений. Механизмы формирования корональных выбросов должны основываться на развитии каких-то неустойчивостей магнитных конфигураций в короне, приводящих к катастрофическим последствиям.

Длинная скрученная силовая трубка подвержена неустойчивости по отношению к винтовому извиванию. Развитие этой неустойчивости может привести к подъёму отдельных частей трубки, образованию петель, "барашков", и тем самым инициировать эрупцию. Винтовая неустойчивость (kink instability) развивается в силовой трубке с поверхностным током, когда угол закручивания φ силовой линии на длине трубки L превышает пороговое значение (условие Крускала – Шафранова [199]),

$$\varphi = \frac{L}{R} \frac{B_\varphi}{B_z} > 2\pi, \quad (13)$$

где B_φ и B_z — азимутальная и продольная составляющие поля, R — радиус трубки. Распределение тока по сечению трубки меняет порог неустойчивости. Например, для бессилового поля с постоянным по сечению углом закручивания [200] неустойчивость наступает при $\varphi > 2,5\pi$ [201]. Стабилизирующее действие оказывает вмороженность силовых линий на концах петлеобразной трубки в плазму плотной фотосферы, не позволяющая им смещаться. В численных МГД-моделях эволюции скрученных корональных магнитных петель с закреплёнными в фотосфере концами порог винтовой неустойчивости достигает величины $\varphi = 3\pi - 4\pi$ [202–206].

Винтообразные нити нередко наблюдаются в спокойных волокнах и окружающих их корональных структурах, но чаще — во время активизации и эрупции волокон [176, 192, 207–209]. Проследить за отдельной силовой трубкой от начала до конца жгута иногда трудно из-за неоднородности заполняющей трубки плазмы и взаимного перекрытия нитей, составляющих нечто подобное многозаходному винту. Поэтому оценки угла закручивания или числа полных оборотов силовых линий не отличаются большой точностью. В событиях, связанных с активизацией волокон, эрупциями и вспышками, отмечают закрученность в 2–3 полных оборота [210–212] и даже в 3–4 оборота [213, 214], что значительно превышает порог винтовой неустойчивости. Это даёт основание авторам указанных работ рассматривать винтовую неустойчивость как инициатор наблюдаемых активных явлений. С другой стороны, расчёты структуры коронального нелинейного бессилового магнитного поля по распределению вектора поля в фотосфере в предэруптивных областях обычно дают умеренные значения закрученности силовых линий в жгутах, в пределах полутора оборотов [215–220].

На нелинейной стадии развития винтовой неустойчивости закрученность (twist) силовых линий вокруг оси жгута трансформируется в скручивание в петлю самой оси жгута (writhe) [221]. Аналогичным образом образуются "барашки" при скручивании резиновой нити. Дальнейшая судьба петли сильно зависит от окружающего поля, удерживавшего жгут в равновесии. На вертикальное равновесие тока влияет горизонтальное внешнее поле, но, поскольку горизонтальное равновесие достигается на "нейтральной линии", где вертикальное поле равно нулю, горизонтальная составляющая представляет собой всё поле. Это поле направлено приблизительно так же, как и собственное азимутальное поле жгута, выше его оси и противоположно по направлению азимутальному полю жгута ниже оси. Если корональное поле относительно медленно уменьшается с увеличением высоты, то, как показывает численное МГД-моделиро-

вание, петля после первоначального быстрого подъёма замедляется и останавливается, демонстрируя таким образом пример "несостоявшейся эрупции" [90]. Если корональное поле спадает быстро, то эрупция продолжается и развивается в корональный выброс [90, 222].

При большом вертикальном градиенте внешнего поля равновесие жгута в короне может стать неустойчивым при токе, меньшем необходимого для развития винтовой неустойчивости. Возможность такой неустойчивости продемонстрирована на примере простых моделей, в которых магнитный жгут представлен линейным электрическим током [223–226]. Равновесие токовой нити определяется балансом магнитного давления, создаваемого полем между нитью и фотосферой, магнитного натяжения удерживающего поля и весом нити. В корональном жгуте основная масса сосредоточена в находящемся в нём протуберанце. Для типичных оценок корональных токов и массы протуберанцев сила тяжести на 1–2 порядка меньше магнитных сил давления и натяжения, которые и определяют равновесие жгута на высоте h . Магнитное давление создаёт силу, эквивалентную действию тока с противоположным направлением, расположенного на глубине $-h$ под поверхностью фотосферы (зеркальное изображение коронального тока). Создаваемое им поле убывает с увеличением высоты как h^{-1} . Если удерживающее поле убывает медленнее, то равновесие жгута — устойчивое, а если быстрее, то неустойчивое. Удерживающее поле можно характеризовать индексом убывания (decay index), равным показателю локально аппроксимирующей степенной функции $B \sim h^{-n}$, определяемым выражением [227, 228]

$$n = -\frac{\partial \ln B}{\partial \ln h}. \quad (14)$$

Если жгут в результате эволюции достигает критической точки, в которой $n = 1$, то он теряет устойчивость и начинает подниматься, быстро ускоряясь.

Поскольку фотосферные поля занимают большие площади, на небольших высотах поле убывает медленно ($n \ll 1$) и равновесие корональных магнитных жгутов устойчиво. С возрастанием высоты поле убывает быстрее (потенциальное поле на большом удалении от источников спадает, как дипольное, $n = 3$), и всегда найдётся критическая высота h_c , при превышении которой равновесие становится неустойчивым. Если в ходе эволюции электрический ток в жгуте возрастает, то высота его равновесного положения увеличивается и при достижении критической высоты, при токе $J = J_c$, жгут становится неустойчивым и при данном значении тока вообще невозможным на больших высотах, $h > h_c$. Происходит эрупция жгута. Такой сценарий был назван катастрофической потерей равновесия [77, 198, 229–234].

Если ось жгута искривлена, то появляется дополнительная сила, действующая на каждый элемент длины со стороны остальных участков. Природа этой силы детально проанализирована для тороидальных систем удержания лабораторной плазмы [235]. Тонкий тороидальный жгут находится в устойчивом равновесии во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости тора, если это поле имеет соответствующую величину и убывает в радиальном направлении не быстрее, чем $R^{-1.5}$ [236–238]. Если поле убывает быстрее, то равновесие неустойчиво, и, если показатель убывания изменяется с изменением радиуса, возможна такая же катастрофиче-

ская потеря равновесия, как и в случае с прямым током. Ввиду специфической геометрии такая неустойчивость получила название "тороидальной неустойчивости". Концепция катастрофической потери равновесия предполагает эволюцию параметров системы, приводящую к катастрофе. Анализ неустойчивости требует исследования поведения малых возмущений при фиксированных параметрах. Применительно к инициации эруптивного процесса в короне оба подхода равнозначны, поскольку основываются на балансе одних и тех же сил и иницируют эрупцию при одних и тех же условиях [239, 240].

Точное значение критического индекса убывания n_c , при котором развивается неустойчивость вертикального равновесия магнитного жгута, зависит от параметров используемой модели и принятых допущений. На значение n_c оказывают влияние геометрия оси жгута, закрепление его концов в фотосфере, отношение длины петли к её поперечному размеру и т.д. Для жгута с существенным поперечным сечением как с прямой, так и изогнутой осью критический индекс n_c лежит в интервале 1,1–1,3, если сечение увеличивается при эрупции, и в интервале 1,2–1,5, если сечение постоянно [239].

Некоторые модели основываются на предположении о том, что в условиях высокой проводимости корональной плазмы силовые линии не могут изменять свою связность — "пересоединяться". Тогда некоторые деформации поля вследствие изменения фотосферных граничных условий должны приводить к образованию токовых слоёв в короне. В этих слоях накапливается значительная свободная энергия, которая не может диссипировать из-за высокой проводимости. Если в какой-то момент проводимость резко убывает (например, вследствие развития турбулентности), то силовые линии, разделяемые токовыми слоями, начинают быстро пересоединяться, а энергия токовых слоёв трансформируется в энергию иного вида — тепловую, кинетическую. Вследствие пересоединения может ослабнуть натяжение силовых линий удерживающего поля и структуры, содержащиеся под ним, получают возможность расширяться и подниматься вверх. Такой механизм инициации эрупций называется в некоторых моделях "обрывом связей" [241]. Пересоединение, несомненно, играет важную роль в эволюции коронального поля, изменении его структуры и топологии. Неясно только, каким образом проводимость резко меняется, вызывая быстрые нестационарные процессы.

Следует отметить, что начальная фаза эрупции магнитных жгутов, катастрофическая потеря равновесия, хорошо описывается в рамках идеальной МГД. Однако возрастающее натяжение корональных силовых линий при подъёме жгута, которые не могут разрываться и пересоединяться при идеальной проводимости, не даст развиться настоящей эрупции с выбросом плазмы в межпланетное пространство [59]. Впрочем, при численных расчётах, которые используются для моделирования выбросов, численная диффузия, неизбежная в разностных схемах, даже при применении уравнений идеальной МГД, позволяет силовым линиям пересоединяться.

7. Индикаторы преэруптивного состояния в солнечной атмосфере и возможности прогнозирования выбросов

Явных признаков "зарождения" корональных выбросов, их предвестников, пока не выявлено. При анализе

обстоятельств, при которых произошёл выброс, нередко находят маломасштабные изменения фотосферных полей в той области, откуда он развился, заключающиеся в появлении (всплывании) новых магнитных элементов [242, 243] или сближении и взаимном уничтожении ("гашении") небольших элементов противоположной полярности [244–246]. Однако такие изменения наблюдаются и в другие периоды времени, и в других местах. Несмотря на то что эти процессы могут способствовать эрупции, едва ли их можно считать явными предвестниками.

Поскольку, как отмечалось в разделе 5, свободная магнитная энергия, необходимая для ускорения вещества выброса, должна быть накоплена в короне, можно попытаться найти признаки её наличия и проследить за их изменениями вплоть до наступления эрупции. Одним из индикаторов токовой составляющей магнитного поля короны считается шир — отклонение проекции корональных петель на поверхность Солнца от перпендикулярности ЛРП. Больше всего шир проявляется в каналах волокон, где некоторые нити, составляющие тонкую структуру волокон, могут быть вытянуты вдоль ЛРП. Впрочем, шир в каналах волокон может быть связан и с наличием в короне магнитного жгута. Условия равновесия жгута в почти потенциальном окружающем поле ориентируют его ось вдоль ЛРП, а его собственные силовые линии в центральной части параллельны оси.

Проявлением магнитных жгутов в короне считаются корональные полости — круглые или овальные области пониженной яркости в основании больших корональных лучей, стримеров, над протуберанцами, видимые на изображениях короны в белом свете и крайнем УФ-диа-

пазоне (рис. 8). Пониженная яркость в белом свете однозначно указывает на пониженную плотность. Это иногда трактуется как свидетельство наличия более сильного магнитного поля в полости по условиям магнитогадростатики. Хотя, если плазменное β мало, что типично для солнечной короны, газовое давление не должно играть большой роли в распределении вещества. Корональные полости действительно похожи на длинные цилиндрические образования, вытянутые вдоль ЛРП. Эти полости хорошо различимы, только если луч зрения направлен вдоль их оси. В противном случае окружающие яркие корональные петли закрывают полость. Вследствие малой плотности различить какую-то внутреннюю структуру полости обычно не удаётся. В нижней части полости всегда имеется протуберанец, представляющий собой образование на два порядка плотнее и холоднее окружающей корональной плазмы.

Вид протуберанцев и волокон обычно не очень похож на структуру скрученного жгута. Причина заключается в том, что плотная плазма аккумулируется в нижних частях винтовых силовых линий, которые служат магнито-гравитационными ловушками (рис. 9). Так как на виде сверху, в проекции на солнечный диск, видны только нижние участки винтовых линий, внутри правовинтовой спирали (рис. 9в) должно находиться волокно с отклонением нитей от оси на некоторый угол против часовой стрелки (рис. 9а). При активизации волокна плазма начинает двигаться вдоль силовых трубок и может "переливаться" через верхние части, обнаруживая спиральную структуру жгута (рис. 9б) [176, 207–209, 247].

В структуре рентгеновской короны встречаются образования, очерчивающие магнитную конфигурацию, в

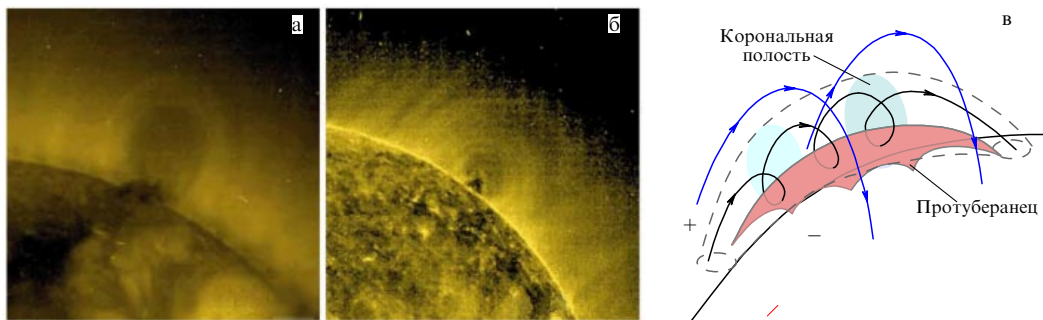


Рис. 8. (а, б) Корональные полости на изображениях, полученных телескопом SOHO EIT в канале Fe XV 284 Å. (в) Схема магнитного жгута в короне.

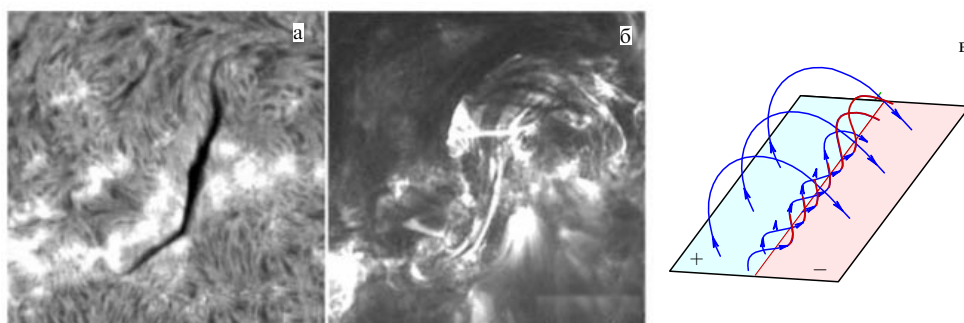


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Изменение вида волокна во время активизации 1 августа 2001 г. (а) H α -филт로그램 в 15:35 UT (Big Bear Solar Observatory). (б) Вид той же области в 18:51 UT в канале 171 Å орбитального телескопа TRACE. (в) Схематические силовые линии магнитного жгута, содержащие в нижних частях (красные утолщённые участки) плазму волокна.

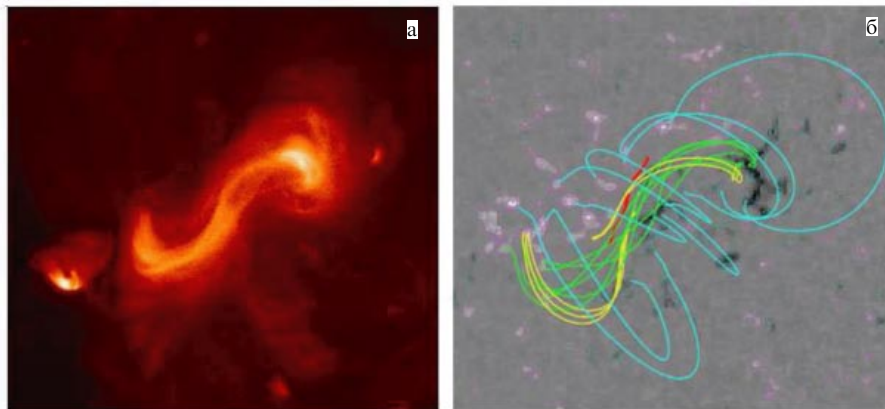


Рис. 10. (а) Сигмоид на снимке рентгеновского телескопа XRT спутника Hinode 12 февраля 2007 г. в 06:41 UT. (б) Силовые линии нелинейного бессилового поля, рассчитанные по фотосферной магнитограмме [250].

которой нередко возникает выброс. Это так называемые сигмоиды — системы рентгеновских корональных петель, общая форма которых имеет вид латинской буквы S или её зеркального изображения (рис. 10) [248–250]. Средняя часть сигмоида вытянута вдоль линии раздела полярностей, а его концы изгибаются к областям концентрации полей противоположного знака. Обычно нельзя выделить единую петлю S-образной формы, протягивающуюся от одного конца сигмоида до другого. Структура очерчена более короткими петлями и состоит как бы из двух серповидных половинок. Петли содержат горячую плазму, которая хорошо видна в мягком рентгеновском диапазоне и менее заметна в УФ-линиях.

Такую структуру поля считают свидетельством его сильной непотенциальности и, следовательно, большого запаса свободной магнитной энергии (энергии корональных токов), которая может быть реализована в эруптивном процессе. Хотя S-образные силовые линии могут быть и в потенциальном поле, расчёты нелинейного бессилового поля в короне по распределению всех трёх компонент в фотосфере нередко подтверждают наличие в таких областях магнитных жгутов с извилистой осью (рис. 10б) [250, 251]. Активные области с сигмоидальной структурой склонны производить корональные выбросы, после которых магнитная конфигурация упрощается до простой аркады петель или структуры с каспом [252]. Некоторые сигмоиды образуются при вращении солнечных пятен, которые увлекают за собой силовые линии магнитного поля в короне [253]. Закрученный жгут затем может быть подвержен винтовой неустойчивости при достижении критической величины скрутки, что инициирует эруптивный процесс.

Если оценить величину закрученности силовых линий в жгуте довольно сложно или вообще невозможно из-за того, что его структура проявляется на изображениях только при активации, то протуберанцы позволяют легко оценить высоту оси жгута над фотосферой. По крайней мере, они дают нижнюю оценку этой высоты, поскольку вещество протуберанцев в спокойном состоянии сосредоточено в нижних частях спиральных силовых трубок (см. рис. 9) ниже оси жгута. Если имеются измерения магнитного поля в фотосфере под протуберанцем, то можно рассчитать высоту, на которой индекс убывания поля (14) достигает критического значения, и

сравнить её с действительной высотой жгута. Для такого расчёта достаточно потенциального приближения магнитного поля в короне, поскольку именно источники, находящиеся под фотосферой, создают в короне поле, удерживающее жгут. Такой анализ показывает, что высота спокойных протуберанцев всегда ниже критической, а у протуберанцев, склонных к эрупции, высота находится вблизи порога неустойчивости (рис. 11) [228, 254]. Детальное прослеживание изменений высоты протуберанца перед эрупцией (рис. 12) подтверждает, что протуберанец остаётся спокойным до тех пор, пока его высота ниже критической, и приближается к порогу за несколько часов до наступления эрупции [255]. Таким образом, отношение высоты протуберанца к критической высоте является параметром, характеризующим близость магнитного жгута к порогу неустойчивости, и может служить инструментом прогнозирования эруптивных явлений на Солнце.

Проблема состоит в том, что необходимо иметь данные о высоте протуберанца и фотосферном магнитном поле в один и тот же момент времени. При наблюдениях из одной точки (с поверхности Земли или околоземной орбиты) благоприятные условия для измерений каждой

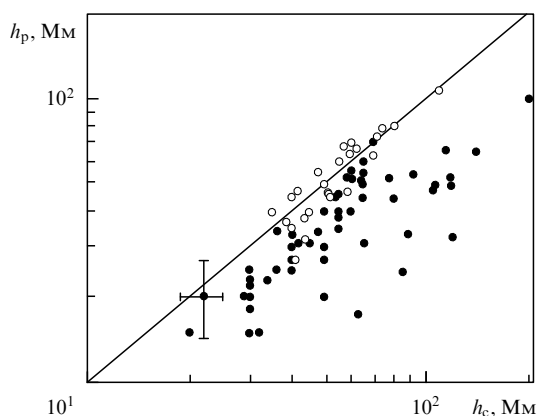


Рис. 11. Соотношение между предельной высотой устойчивого равновесия магнитных жгутов h_c и наблюдаемой высотой протуберанцев над лимбом h_p . Прямая линия, соответствующая равенству этих величин, является границей устойчивости. Светлые кружки представляют эруптивные волокна.

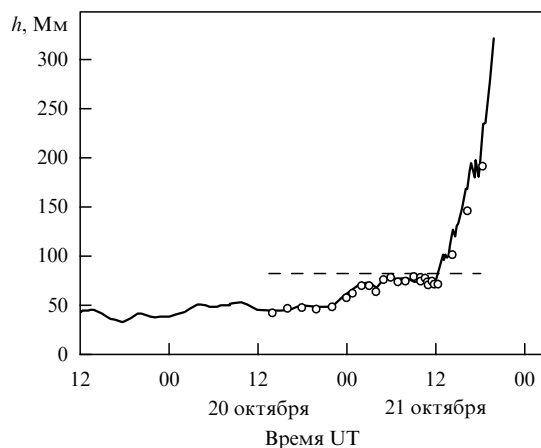


Рис. 12. Зависимость высоты верхнего края протуберанца над фотосферой от времени 19–21 октября 2010 г. Сплошная линия — по данным STEREO A/SECCHI EUVI 304 Å, кружки — по данным STEREO B/SECCHI EUVI 304 Å. Штриховая линия указывает критическую высоту 80 Мм.

из указанных величин противоположны. Высоту протуберанца легко измерить, когда он находится на лимбе Солнца или вблизи его. В это время луч зрения касателен к фотосфере под ним и измерения магнитного поля невозможны. Для надёжных измерений магнитного поля нормаль к поверхности должна быть направлена вдоль луча зрения. Идеальной является ситуация, когда имеется космический аппарат, ведущий наблюдения Солнца в перпендикулярном линии Солнце–Земля направлении. Такую возможность предоставляли две космические обсерватории STEREO, расходящиеся в разные стороны вдоль орбиты Земли, когда они достигли углового удаления $\pm 90^\circ$. Но вблизи благоприятного для данной задачи положения эти обсерватории находились только около года, а затем, двигаясь вдоль орбиты, переместились слишком далеко от нужных точек.

Некоторые оценки эруптивной устойчивости протуберанцев с большей или меньшей погрешностью можно сделать и при наблюдениях из одной точки. Для очень спокойных протуберанцев можно предположить, что их

высота не изменится существенно за время перемещения от лимба к центральному меридиану (около недели) благодаря вращению Солнца. Высота некоторых протуберанцев может быть оценена при их нахождении на диске в виде волокон с использованием своеобразного псевдостереоэффекта, создаваемого солнечным вращением. Спокойные протуберанцы часто имеют вид занавеса или тонкой ленты, поставленной на ребро. Видимая ширина этой ленты для волокон, вытянутых в меридиональном направлении, существенно изменяется при прохождении волокна по видимому диску при вращении Солнца. По этим изменениям можно рассчитать вертикальную протяжённость волокна.

При определённом положении волокна на диске его ширина минимальна, что свидетельствует о том, что вещество в основном сосредоточено вблизи почти плоской поверхности и в этот момент луч зрения направлен по касательной к данной поверхности. Сопоставление с результатами расчётов потенциального поля в короне показало, что эта поверхность почти совпадает с нейтральной поверхностью поля $B_r = 0$ [256, 257]. Каждая ЛРП, рассчитанная для определённой высоты, представляет собой линию пересечения нейтральной поверхности с горизонтальной плоскостью. Если построить семейство ЛРП для разных высот и спроецировать его на фильтрограмму с волокном, то вещество волокна окажется распределённым между самой нижней ЛРП, находящейся вблизи хромосферы, и ЛРП, соответствующей высоте вершины волокна (рис. 13). Эта линия, касающаяся "хребта" волокна, определяет его высоту. Сравнение с наблюдениями этих же волокон на лимбе в виде протуберанцев аппаратами STEREO в благоприятный период их нахождения сбоку от линии Солнце–Земля показывает достаточно хорошую точность этого метода [258].

Прогноз космической погоды на срок более 3–4 сут невозможен без отслеживания состояния солнечных активных областей и волокон, оценки вероятности развития катастрофических процессов с формированием выбросов. Для оценки времени прихода возмущения к окрестностям Земли необходимо также установить направление движения, скорость и характер расширения выброса. Геоэффективность возмущения зависит от величины и направления в нём магнитного поля. С не-

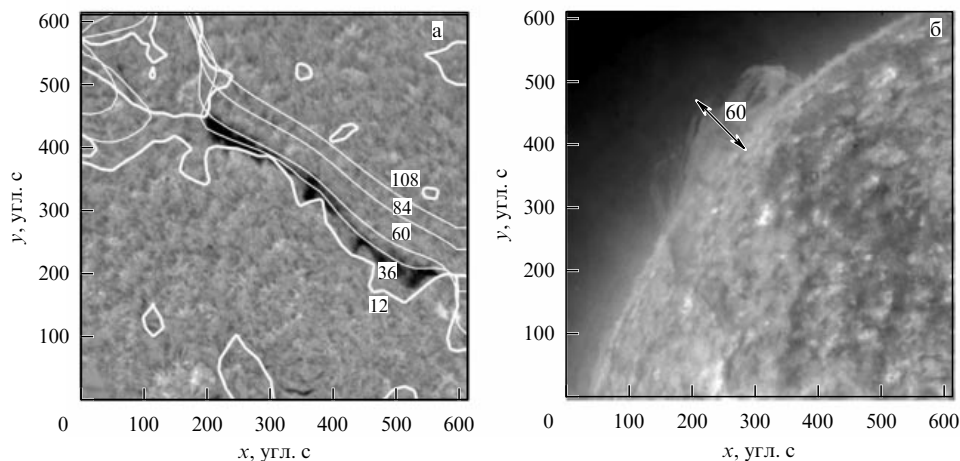


Рис. 13. (а) Линии раздела полярностей на фоне $H\alpha$ -фильтрограммы диска Солнца 1 июля 2010 г. (б) Вид того же волокна на лимбе в качестве протуберанца в то же время 16 UT по наблюдениям аппарата STEREO A. Числа указывают высоту в Мм.

которой долей вероятности направление осевой компоненты поля в магнитном жгуте можно определить по структуре поля той области на Солнце, из которой он был выброшен.

8. Заключение

Корональные выбросы являются самым крупномасштабным эруптивным явлением в Солнечной системе. Их радикальное воздействие на космическую погоду объясняет большой интерес к наблюдениям, моделированию, прогнозированию этого явления. Разные модели нацелены на описание разных фаз и различных сторон выбросов. Одни модели описывают исходное состояние областей солнечной атмосферы, в которых зарождаются выбросы. С их помощью исследуют равновесие плазмы в магнитном поле короны, возможности развития неустойчивостей, приводящих к катастрофическим процессам. Другие модели служат для интерпретации динамических и кинематических характеристик выбросов, наблюдаемых в поле зрения коронографов. Третьи анализируют распространение выбросов от Солнца до Земли и далее, структуру их магнитного поля в межпланетном пространстве, взаимодействие с солнечным ветром, изменения формы и объёма.

Глобальная форма межпланетного магнитного облака, а также степень закрученности в нём силовых линий определяют эффективную длину пробега релятивистских заряженных частиц от Солнца до Земли и, значит, время их задержки по сравнению с временем пролёта вдоль парковой спирали межпланетного магнитного поля. От формы и величины магнитного облака и связанной с ним ударной волны зависит регистрируемый на поверхности Земли поток галактических космических лучей. Снижение этого потока вызывается отклонением и рассеянием быстрых частиц усиленным магнитным полем облака и турбулентностью за ударным фронтом.

Прогноз космической погоды становится всё более востребованным в различных областях человеческой деятельности. Для надёжного предсказания геофизической обстановки в первую очередь необходимо иметь информацию об активных процессах на Солнце. Благодаря достаточно большому времени распространения магнитного облака, выброшенного из Солнца, до Земли (1–4 сут) краткосрочный прогноз космической погоды вполне достоверен при наличии качественных наблюдений солнечной короны (желательно под разными углами, как в проекте STEREO). Для долгосрочного прогноза необходимо научиться оценивать вероятность развития спорадических эруптивных процессов на Солнце.

Наиболее вероятный механизм выброса — катастрофический процесс потери равновесия крупномасштабной токовой системы в короне. Закрученный магнитный жгут удерживается натяжением силовых линий поля фотосферных источников до тех пор, пока параметры системы не достигнут критических значений и равновесие не потеряет устойчивость. К сожалению, большая часть объёма жгута содержит плазму пониженной плотности (корональная полость), что делает его труднонаблюдаемым. Однако нижние части спиральных силовых линий жгута — прекрасные ловушки для плотной холодной плазмы протуберанцев. Последние, таким образом, являются наилучшими трассерами магнитных жгутов в короне. По некоторым наблюдаемым характеристикам

волокон можно оценить перспективы дальнейшей эволюции жгута в короне.

Дальнейшие исследования зарождения и развития корональных выбросов должны дать более точные и детальные сведения о магнитных конфигурациях, в которых происходит их формирование, типе неустойчивости, которая инициирует эрупцию, роли магнитного пересоединения в процессе преодоления действия удерживающего магнитного поля и в сопутствующих явлениях. Важным источником новых данных о процессах в солнечной короне будут наблюдения областей, которые прежде были малодоступными, с помощью новых инструментов. Коронограф Европейского космического агентства ASPIICS [259] позволит наблюдать самые низкие слои короны, где начинается ускорение вещества и формирование структуры выбросов. Проекты ESA/NASA и Российского космического агентства Solar Orbiter [260] и "Интергелиозонд" [261] должны обеспечить наблюдения Солнца с точек зрения, расположенных над плоскостью эклиптики, где ещё никогда не было космических аппаратов с телескопами на борту.

Важно надёжно установить тип исходной магнитной конфигурации в областях, в которых зарождаются корональные выбросы, уточнить критерии устойчивости структур, являющихся аккумуляторами свободной магнитной энергии, триггеры развития неустойчивостей. Для оценки геоэффективности выбросов большое значение имеет прогнозирование их скорости и направления движения. Прогресс в данном вопросе возможен в результате исследования взаимодействия коронального выброса с окружающим магнитным полем. Хотя магнитное поле в короне пока остаётся практически недоступным непосредственным измерениям, во-первых, попытки его регистрации различными методами внушают определённый оптимизм, а во-вторых, экстраполяция фотосферных данных с использованием различных приближений (от условия потенциальности поля до моделей нелинейного бессилового поля или моделей, отвечающих условию магнитогадростатического равновесия) может служить хорошим инструментом оценки эволюции выбросов.

Некоторые параметры приближающегося к Земле межпланетного магнитного облака могут быть оценены из анализа физических условий в той области на Солнце, из которой вышел корональный выброс, а также по изменениям, произошедшим в этой области после начала эрупции. Вместе с тем на эволюцию коронального выброса в гелиосфере оказывают влияние факторы, определяемые свойствами солнечного ветра на пути его распространения.

Автор благодарен рецензенту за полезные замечания.

Список литературы

1. Willson R C, Mordinov A V *Geophys. Res. Lett.* **30** 1199 (2003)
2. Liliensten J et al. *Ann. Geophys.* **26** 269 (2008)
3. Lukianova R, Mursula K J. *Atmos. Sol.-Terr. Phys.* **73** 235 (2011)
4. Hathaway D H *Living Rev. Solar Phys.* **12** 4 (2015)
5. Ben A O *Living Rev. Solar Phys.* **5** 1 (2008)
6. Carrington R C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **20** 13 (1859)
7. Hodgson R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **20** 15 (1859)
8. Parker E N *Astrophys. J.* **128** 664 (1958)
9. Biermann L Z. *Astrophys.* **29** 274 (1951)
10. Грингауз К И и др. *ДАН СССР* **131** 1301 (1960); Gringauz K I et al. *Sov. Phys. Dokl.* **5** 361 (1960)

11. Neugebauer M, Snyder C W *Science* **138** 1095 (1962)
12. Lio B C R. *Acad. Sci. Paris* **193** 1169 (1931)
13. Koutchmy S *Space Sci. Rev.* **47** 95 (1988)
14. DeForest C E, Howard T A, McComas D J *Astrophys. J.* **769** 43 (2013)
15. Zhao X P, Webb D F *J. Geophys. Res.* **108** 1234 (2003)
16. Zurbuchen T H, Richardson I G *Space Sci. Rev.* **123** 31 (2006)
17. Lepping R P, Jones J A, Burlaga L F *J. Geophys. Res.* **95** 11957 (1990)
18. Chi Y et al. *Solar Phys.* **291** 2419 (2016)
19. Gosling J T *J. Geophys. Res.* **98** 18937 (1993)
20. Kunow H et al. (Eds) *Coronal Mass Ejections* (Space Sciences Ser. of ISSI, Vol. 21) (Dordrecht: Springer, 2006)
21. Филиппов Б П *Эруптивные процессы на Солнце* (М.: Физматлит, 2007)
22. Chen P F *Living Rev. Solar Phys.* **8** 1 (2011)
23. Howard T *Coronal Mass Ejections. An Introduction* (Astrophysics Space Sciences Library, Vol. 376) (New York: Springer, 2011)
24. Webb D F, Howard R A *Living Rev. Solar Phys.* **9** 3 (2012)
25. Schmieder B, Aulanier G, Vršnak B *Solar Phys.* **290** 3457 (2015)
26. Chen J *Phys. Plasmas* **24** 090501 (2017)
27. Brueckner G E et al. *Solar Phys.* **162** 357 (1995)
28. Howard R A et al. *Space Sci. Rev.* **136** 67 (2008)
29. Eyles C J et al. *Solar Phys.* **254** 387 (2009)
30. Eyles C J et al. *Solar Phys.* **217** 319 (2003)
31. Hou J, de Wijn A, Tomczyk S *Astrophys. J.* **774** 85 (2013)
32. Nakajima H et al. *Proc. IEEE* **82** 705 (1994)
33. Paetzold et al. *Solar Phys.* **279** 127 (2012)
34. Koutchmy S, Stellmacher G *Solar Phys.* **49** 253 (1976)
35. Rompolt B, Švestka Z *Adv. Space Res.* **17** 115 (1996)
36. Sterling A C *Solar Phys.* **196** 79 (2000)
37. Yamauchi Y et al. *Astrophys. J.* **629** 572 (2005)
38. Liu Y *Solar Phys.* **249** 75 (2008)
39. Schmieder B, in *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences* (Ed. E R Priest) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1989) p. 15
40. Babcock H W, Babcock H D *Astrophys. J.* **121** 349 (1955)
41. Howard R F, Harvey J W *Astrophys. J.* **139** 1328 (1964)
42. Smith S F, Ramsey H E *Solar Phys.* **2** 158 (1967)
43. McIntosh P S *Rev. Geophys. Space Phys.* **10** 837 (1972)
44. Snodgrass H B, Kress J M, Wilson P R *Solar Phys.* **191** 1 (2000)
45. Durrant C J *Solar Phys.* **211** 83 (2002)
46. Zirin H, in *Physics of Solar Prominences, Proc. of the Intern. Astronomical Union, Colloquium No. 44, Oslo, August 14–18, 1978* (Eds E Jensen, P Maltby, F Q Orrall) (Oslo: Univ. i Oslo, Inst. for Teoretisk Astrofysik, 1979) p. 193
47. Vrsnak B, Ruzdjak V, Rompolt B *Solar Phys.* **136** 151 (1991)
48. Nakagawa Y, Wu S T, Tandberg-Hanssen E *Solar Phys.* **41** 387 (1975)
49. Tang F *Solar Phys.* **107** 233 (1986)
50. Cheng X, Kliem B, Ding M D *Astrophys. J.* **856** 48 (2018); arXiv:1802.04932
51. Gopalswamy N et al. *Earth Moon Planets* **104** 295 (2009)
52. Robbrecht E, Berghmans D *Astron. Astrophys.* **425** 1097 (2004)
53. Robbrecht E, Berghmans D, van der Linden R A M *Astrophys. J.* **691** 1222 (2009)
54. Boursier Y et al. *Solar Phys.* **257** 125 (2009)
55. Floyd O et al. *Solar Phys.* **288** 269 (2013)
56. Olmedo O et al. *Solar Phys.* **248** 485 (2008)
57. Gopalswamy N et al., in *Magnetic Coupling Between the Interior and the Atmosphere of the Sun* (Eds S S Hasan, R J Rutten) (Berlin: Springer, 2010) p. 289
58. Robbrecht E, Patsourakos S, Vourlidas A *Astrophys. J.* **701** 283 (2009)
59. Forbes T G *J. Geophys. Res.* **105** 23153 (2000)
60. Gopalswamy N, in *The Sun and the Heliosphere as an Integrated System* (Eds Poletto G, Suess S T) (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 317) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004) p. 201
61. Vourlidas A et al. *Astrophys. J.* **722** 1522 (2010)
62. Xue X H, Wang C B, Dou X K *J. Geophys. Res.* **110** A08103 (2005)
63. Michalek G et al. *Astron. Astrophys.* **423** 729 (2004)
64. Веселовский И С, Панасенко О А *Астрон. вестн.* **39** 469 (2005); Veselovsky I S, Panasenko O A *Solar Syst. Res.* **39** 421 (2005)
65. Wu C-C, Lepping R P *Solar Phys.* **269** 141 (2011)
66. Richardson I G, Cane H V *Solar Phys.* **264** 189 (2010)
67. Dasso S et al. *Solar Phys.* **244** 115 (2007)
68. Lundquist S *Phys. Rev.* **83** 307 (1951)
69. Démoulin P, Dasso S *Astron. Astrophys.* **507** 969 (2009)
70. Hu Q, Qiu J, in *Nature of Prominences and Their Role in Space Weather, Proc. IAU Symp. 300* (Eds B Schmieder, J-M Malherbe, S T Wu) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2013) p. 269
71. Nieves-Chinchilla T et al. *Astrophys. J.* **823** 27 (2016)
72. Hu Q, Sonnerup B U O *J. Geophys. Res.* **107** 1142 (2002)
73. Nakwacki M et al. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **70** 1318 (2008)
74. Démoulin P et al. *Solar Phys.* **250** 347 (2008)
75. Gulisano A M et al. *Astron. Astrophys.* **509** A39 (2010)
76. Nakwacki M et al. *Astron. Astrophys.* **535** A52 (2011)
77. Lin J et al. *Astrophys. J.* **504** 1006 (1998)
78. Romashets E P, Vandas M *J. Geophys. Res.* **106** 10615 (2001)
79. Farrugia C J, Osherovich V A, Burlaga L F *J. Geophys. Res.* **100** 12293 (1995)
80. Grechnev V V et al. *Solar Phys.* **289** 4653 (2014)
81. Cargill P J, Schmidt J M *Ann. Geophys.* **20** 879 (2002)
82. Lugaz N, Roussev I J. *Atm. Solar Terr. Phys.* **73** 1187 (2011)
83. Vandas M et al. *J. Geophys. Res.* **102** 24183 (1997)
84. Webb D F, Krieger A S, Rust D M *Solar Phys.* **48** 159 (1976)
85. Munro R H et al. *Solar Phys.* **61** 201 (1979)
86. Webb D F, Hundhausen A J *Solar Phys.* **108** 383 (1987)
87. St Cyr O C, Webb D F *Solar Phys.* **136** 379 (1991)
88. Gilbert H R et al. *Astrophys. J.* **537** 503 (2000)
89. Ji H et al. *Astrophys. J.* **595** L135 (2003)
90. Török T, Kliem B *Astrophys. J.* **630** L97 (2005)
91. Alexander D, Liu R, Gilbert H R *Astrophys. J.* **653** 719 (2006)
92. Kuridze D et al. *Astron. Astrophys.* **552** A55 (2013)
93. Kushwaha U et al. *Astrophys. J.* **807** 101 (2015)
94. Hori K, Culhane J L *Astron. Astrophys.* **382** 666 (2002)
95. Yang G, Wang H, in *Solar-Terrestrial Magnetic Activity and Space Environment* (COSPAR Colloq. Ser., Vol. 14, Eds H Wang, R Xu) (Boston: Pergamon, 2002) p. 113
96. Jing J et al. *Astrophys. J.* **614** 1054 (2004)
97. Gopalswamy N et al. *Astrophys. J.* **586** 562 (2003)
98. Plunkett S P et al. *Adv. Space Res.* **29** 1473 (2002)
99. Gopalswamy N et al. *Adv. Space Res.* **25** 1851 (2000)
100. Ложечкин А В, Филиппов Б П *Астрон. журн.* **81** 168 (2004); Lozhechkin A V, Filippov B P *Astron. Rep.* **48** 145 (2004)
101. Liewer P et al. *Solar Phys.* **290** 3343 (2015)
102. McCauley P I et al. *Solar Phys.* **290** 1703 (2015)
103. Gopalswamy N, in *Solar Prominences* (Astrophysics Space Sciences Library, Vol. 415, Eds J-C Vial, O Engvold) (Cham: Springer, 2015) p. 381
104. Филиппов Б П *Астрон. журн.* **93** 321 (2016); Filippov B P *Astron. Rep.* **60** 356 (2016)
105. Steinolfson R S, Nakagawa Y *Astrophys. J.* **215** 345 (1977)
106. Dryer M et al. *Astrophys. J.* **227** 1059 (1979)
107. Webb D F, in *Proc. of the SOHO 11 Symp. on from Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO, 11–15 March 2002, Davos, Switzerland* (ESA SP-508, Ed. A Wilson) (Noordwijk: ESA Publications Division, 2002) p. 409
108. Gopalswamy N, Yashiro S, Akiyama S *J. Geophys. Res.* **112** A06112 (2007)
109. Andrews M D *Solar Phys.* **218** 261 (2003)
110. Yashiro S et al. *J. Geophys. Res.* **110** A12S05 (2005)
111. Wang Y, Zhang J *Astrophys. J.* **665** 1428 (2007)
112. MacQueen R M, Fisher R R *Solar Phys.* **89** 89 (1983)
113. Sheeley N R et al. *J. Geophys. Res.* **104** 24739 (1999)
114. Andrews M D, Howard R A *Space Sci. Rev.* **95** 147 (2001)
115. Moon Y-J et al. *Astrophys. J.* **581** 694 (2002)
116. Zhang J et al. *Astrophys. J.* **559** 452 (2001)
117. Vrsnak B et al. *Solar Phys.* **225** 355 (2004)
118. Zhang J, Dere K P *Astrophys. J.* **649** 1100 (2006)
119. Maricic D et al. *Solar Phys.* **241** 99 (2007)

120. Vourlidas A et al. *Astrophys. J.* **534** 456 (2000)
121. Hudson H S *Solar Phys.* **133** 357 (1990)
122. Parnell C E, Jupp P E *Astrophys. J.* **529** 554 (2000)
123. Harrison R A *Astron. Astrophys.* **304** 585 (1995)
124. Hundhausen A J, in *The Many Faces of the Sun: a Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission* (Eds K T Strong et al.) (New York: Springer, 1999) p. 143
125. Schmieder B et al. *Solar Phys.* **156** 337 (1995)
126. Warren H P, O'Brien C M, Sheeley N R (Jr.) *Astrophys. J.* **742** 92 (2011)
127. Tripathi D, Bothmer V, Cremades H *Astron. Astrophys.* **422** 337 (2004)
128. Rust D M, Hildner E *Solar Phys.* **48** 381 (1976)
129. Sterling A C, Hudson H S *Astrophys. J.* **491** L55 (1997)
130. Thompson B J et al. *Geophys. Res. Lett.* **25** 2465 (1998)
131. Thompson B J et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 1431 (2000)
132. Jiang Y et al. *Astrophys. J.* **597** L161 (2003)
133. McIntosh S W et al. *Astrophys. J.* **660** 1653 (2007)
134. Thompson B J et al. *Geophys. Res. Lett.* **25** 2461 (1998)
135. Harrison R A, Lyons M *Astron. Astrophys.* **358** 1097 (2000)
136. Gopalswamy N, Thompson B J *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **62** 1457 (2000)
137. Zarro D M et al. *Astrophys. J.* **520** L139 (1999)
138. Harra L K, Sterling A C *Astrophys. J.* **561** L215 (2001)
139. Harrison R A et al. *Astron. Astrophys.* **400** 1071 (2003)
140. Rust D M *Space Sci. Rev.* **34** 21 (1983)
141. Qiu J, Yurchyshyn V B *Astrophys. J.* **634** L121 (2005)
142. Qiu J et al. *Astrophys. J.* **659** 758 (2007)
143. Chertok I M et al. *Solar Phys.* **282** 175 (2013)
144. Chertok I M, Grechnev V V, Abunin A A *Solar Phys.* **292** 62 (2017)
145. Biesecker D A et al. *Astrophys. J.* **569** 1009 (2002)
146. Thompson B J, Myers D C *Astrophys. J. Suppl.* **183** 225 (2009)
147. Hudson H S et al. *Solar Phys.* **212** 121 (2003)
148. Mancuso S, Raymond J C *Astron. Astrophys.* **413** 363 (2004)
149. Vourlidas A et al. *Astrophys. J.* **598** 1392 (2003)
150. Ontiveros V, Vourlidas A *Astrophys. J.* **693** 267 (2009)
151. Еселевич В Г, Еселевич М В *Астрон. журн.* **91** 320 (2014); Eselevich V G, Eselevich M V *Astron. Rep.* **58** 260 (2014)
152. Gosling J T et al. *Solar Phys.* **40** 439 (1975)
153. McComas D J et al. *J. Geophys. Res.* **103** 1955 (1998)
154. Kahler S W, Hildner E, van Hollebeke M A I *Solar Phys.* **57** 429 (1978)
155. Tylka A J. *Geophys. Res.* **106** 25233 (2001)
156. Gopalswamy N et al. *Ann. Geophys.* **26** 1 (2008)
157. Dodson H W, Hedeman E R *Planet. Space Sci.* **12** 393 (1964)
158. Howard T A, Harrison R A *Solar Phys.* **285** 269 (2013)
159. D'Huys E et al. *Astrophys. J.* **795** 49 (2014)
160. Nitta N V, Mulligan T *Solar Phys.* **292** 125 (2017)
161. Chen J *Astrophys. J.* **338** 453 (1989)
162. Antiochos S K, Dahlburg R B, Klimchuk J A *Astrophys. J.* **420** L41 (1994)
163. Aulanier G, DeVore C R, Antiochos S K *Astrophys. J.* **567** L97 (2002)
164. Aly J J *Astron. Astrophys.* **143** 19 (1985)
165. Aly J J *Astrophys. J.* **283** 349 (1984)
166. Aly J J *Astrophys. J.* **375** L61 (1991)
167. Sturrock P A *Astrophys. J.* **380** 655 (1991)
168. Antiochos S K, DeVore C R, Klimchuk J A *Astrophys. J.* **510** 485 (1999)
169. Lynch B J et al. *Astrophys. J.* **683** 1192 (2008)
170. Lynch B J, Edmondson J K *Astrophys. J.* **784** 87 (2013)
171. Syrovatskii S I *Solar Phys.* **76** 3 (1982)
172. Archontis V, Torok T *Astron. Astrophys.* **492** L35 (2008)
173. MacTaggart D, Hood A W *Astron. Astrophys.* **508** 445 (2009)
174. DeVore C R, Antiochos S K *Astrophys. J.* **539** 954 (2000)
175. Aulanier G et al. *Astrophys. J.* **708** 314 (2010)
176. Joshi N C et al. *Astrophys. J.* **787** 11 (2014)
177. James A W et al. *Solar Phys.* **292** 71 (2017)
178. van Ballegoijen A A, Martens P C H *Astrophys. J.* **343** 971 (1989)
179. Green L M, Kliem B, Wallace A J *Astron. Astrophys.* **526** A2 (2011)
180. Amari T et al. *Astrophys. J. Lett.* **529** L49 (2000)
181. Xia C, Keppens R, Guo Y *Astrophys. J.* **780** 130 (2014)
182. Mackay D H, van Ballegoijen A A *Astrophys. J.* **641** 577 (2006)
183. Yeates A R, Mackay D H *Astrophys. J.* **699** 1024 (2009)
184. Parker E N *Cosmical Magnetic Fields. Their Origin and Their Activity* (Oxford: Clarendon Press, 1979)
185. Fan Y *Astrophys. J.* **554** L111 (2001)
186. Manchester IV W et al. *Astrophys. J.* **610** 588 (2004)
187. Magara T *Astrophys. J.* **748** 53 (2011)
188. Okamoto T J et al. *Astrophys. J.* **673** L215 (2008)
189. Okamoto T J et al. *Astrophys. J.* **697** 913 (2009)
190. Lites B W et al. *Astrophys. J.* **718** 474 (2010)
191. Ballester J L *Solar Phys.* **94** 151 (1984)
192. Куликова Г Н и др. *Солнечные данные* (10) 60 (1986)
193. Vrsnak B et al. *Solar Phys.* **116** 45 (1988)
194. Srivastava N, Ambastha A, Bhatnagar A *Solar Phys.* **133** 339 (1991)
195. Filippov B et al. *J. Astrophys. Astron.* **36** 157 (2015)
196. Longcope D W, Welsch B T *Astrophys. J.* **545** 1089 (2000)
197. Török T et al. *Astrophys. J. Lett.* **782** L10 (2014)
198. Izenberg P A, Forbes T G, Démoulin P *Astrophys. J.* **417** 368 (1993)
199. Кадомцев Б Б, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 2 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 132; Пер. на англ. яз.: Kadomtsev B B, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 2 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1966)
200. Gold T, Hoyle F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **120** 89 (1960)
201. Hood A W, Priest E R *Solar Phys.* **64** 303 (1979)
202. Fan Y, Gibson S E *Astrophys. J.* **589** L105 (2003)
203. Fan Y, Gibson S E *Astrophys. J.* **609** 1123 (2004)
204. Kliem B, Titov V S, Török T *Astron. Astrophys.* **413** L23 (2004)
205. Török T, Kliem B *Astron. Astrophys.* **406** 1043 (2003)
206. Török T, Kliem B, Titov V S *Astron. Astrophys.* **413** L27 (2004)
207. Филиппов Б П *Астрон. журн.* **88** 587 (2011); Filippov B P *Astron. Rep.* **55** 541 (2011)
208. Yang L et al. *Astrophys. J. Lett.* **784** L36 (2014)
209. Wang H et al. *Nature Commun.* **6** 7008 (2015)
210. Srivastava A K et al. *Astrophys. J.* **715** 292 (2010)
211. Kumar P et al. *Solar Phys.* **266** 39 (2010)
212. Li T, Zhang J *Solar Phys.* **290** 2857 (2015)
213. Gary G A, Moore R L *Astrophys. J.* **611** 545 (2004)
214. Liu Y et al. *Astrophys. J.* **593** L137 (2003)
215. Régnier S, Amari T *Astron. Astrophys.* **425** 345 (2004)
216. Bobra M G, van Ballegoijen A A, DeLuca E E *Astrophys. J.* **672** 1209 (2008)
217. Canou A et al. *Astrophys. J. Lett.* **693** L27 (2009)
218. Jing J et al. *Astrophys. J. Lett.* **719** L56 (2010)
219. Su Y et al. *Astrophys. J.* **734** 53 (2011)
220. Guo Y et al. *Astrophys. J.* **779** 157 (2013)
221. Sakurai T *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **28** 177 (1976)
222. Fan Y, Gibson S E *Astrophys. J.* **668** 1232 (2007)
223. van Tend W, Kuperus M *Solar Phys.* **59** 115 (1978)
224. Молоденский М М, Филиппов Б П *Астрон. журн.* **64** 1079 (1987); Molodenskii M M, Filippov B P *Sov. Astron.* **31** 564 (1987)
225. Martens P C H, Kuin N P M *Solar Phys.* **122** 263 (1989)
226. Priest E R, Forbes T G *Solar Phys.* **126** 319 (1990)
227. Филиппов Б П, Ден О Г *Письма в Астрон. журн.* **26** 322 (2000); Filippov B P, Den O G *Astron. Lett.* **26** 322 (2000)
228. Filippov B P, Den O G *J. Geophys. Res.* **106** 25177 (2001)
229. Forbes T G, Isenberg P A *Astrophys. J.* **373** 294 (1991)
230. Forbes T G, Priest E R *Astrophys. J.* **446** 377 (1995)
231. Lin J, Forbes T G *J. Geophys. Res.* **105** 2375 (2000)
232. Lin J, van Ballegoijen A A *Astrophys. J.* **576** 485 (2002)
233. Schmieder B, Démoulin P, Aulanier G *Adv. Space Res.* **51** 1967 (2013)
234. Longcope D W, Forbes T G *Solar Phys.* **289** 2091 (2014)
235. Шафранов В Д, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 2 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 92; Пер. на англ. яз.: Shafranov V D *Reviews of Plasma Physics* Vol. 2 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1966) p. 103
236. Осовец С М, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Изд. АН СССР, 1958) с. 238

237. Bateman G *MHD Instabilities* (Cambridge: The Massachusetts Institute of Technology, 1978)
238. Kliem B, Török T *Phys. Rev. Lett.* **96** 255002 (2006)
239. Démoulin P, Aulanier G *Astrophys. J.* **718** 1388 (2010)
240. Kliem B et al. *Astrophys. J.* **789** 46 (2014)
241. Moore R L et al. *Astrophys. J.* **552** 833 (2001)
242. Feynman J, Martin S F *J. Geophys. Res.* **100** 3355 (1995)
243. Gopalswamy N et al. *Space Sci. Rev.* **123** 303 (2006)
244. Martin S F, Livi S H B, in *Eruptive Solar Flares*, Proc. IAU Coll. No. 133 (Eds Svestka Z, Jackson B V, Machado M E) (Lecture Notes in Phys. Vol. 399) (Berlin, New York: Springer, 1992) p. 33
245. Gaizauskas V *Adv. Space Res.* **13** 5 (1993)
246. Lin J, Raymond J C, van Ballegoijen A A *Astrophys. J.* **602** 422 (2004)
247. Филиппов Б П *Астрон. журн.* **94** 883 (2017); Filippov B P *Astron. Rep.* **61** 891 (2017)
248. Rust D M, Kumar A *Astrophys. J.* **464** L199 (1996)
249. Canfield R C, Hudson H S, McKenzie D E *Geophys. Res. Lett.* **26** 627 (1999)
250. Savcheva A et al. *Astrophys. J.* **750** 15 (2012)
251. Joshi N C et al. *Astrophys. J.* **812** 50 (2015)
252. Sterling A C et al. *Astrophys. J.* **532** 628 (2000)
253. Nightingale R W et al., American Geophysical Union, Fall Meeting 2001, Abstract No. SH11C-0724
254. Filippov B, Zagnetko A *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **70** 614 (2008)
255. Филиппов Б П *Астрон. журн.* **90** 848 (2013); Filippov B P *Astron. Rep.* **57** 778 (2013)
256. Загнетко А М, Филиппов Б П, Ден О Г *Астрон. журн.* **82** 474 (2005); Zagnetko A M, Filippov B P, Den O G *Astron. Rep.* **49** 425 (2005)
257. Филиппов Б П *Космические исслед.* **55** (1) 14 (2017); Filippov B P *Cosmic Res.* **55** 12 (2017)
258. Филиппов Б П *Геомагнетизм и астрономия* **56** (1) 3 (2016); Filippov B P *Geomag. Aeronom.* **56** 1 (2016)
259. Vivès S et al. *Adv. Space Res.* **43** 1007 (2009)
260. Marsch E et al. *Adv. Space Res.* **36** 1360 (2005)
261. Кузнецов В Д, Зеленый Л М, в сб. *Солнечно-земная физика Вып. 12 Труды Международного симпозиума "Международный гелиофизический год — 2017: новый взгляд на солнечно-земную физику"*, Звенигород, 5–11 ноября 2007 г. Т. 1 (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2008) с. 83

Mass ejections from the solar atmosphere

B.P. Filippov

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Kaluzhskoe shosse 4, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation
E-mail: bfilip@izmiran.ru

Coronal mass ejections are the largest-scale eruptive phenomenon in the solar system. Their drastic effect on space weather is a reason for the significant interest to observe, simulate, and forecast these events. We describe the main features of mass ejections from the solar atmosphere, their physical parameters, and frequency of the event and its dependence on the solar cycle phase. We consider potential sources of ejections in the solar atmosphere and the magnetic field configurations wherein the energy needed for sudden explosive acceleration of large masses of matter can be stored. Main instabilities of coronal structures that lead to triggering and development of the eruptive processes are analyzed. We show that the coronal mass ejections are related to other manifestations of solar activity, while the eruptive processes observed using various techniques in various solar-atmosphere layers and interplanetary space are the same phenomenon. We discuss the indicators of the Sun's pre-eruptive regions approaching catastrophe and the options to use them to forecast eruptions and space weather disturbances.

Keywords: coronal mass ejections, prominences, filaments, magnetic fields

PACS numbers: **52.30.**–**q**, **96.60.**–**j**, 96.60.Hv, 96.60.P–, 96.60.Q–

Bibliography — 261 references

Received 17 May 2018, revised 16 October 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (9) 905–924 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (9) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038467>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.10.038467>