

## ОСОБЕННОСТИ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ФОРМИРОВАНИЯ БЫСТРОГО КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА МАССЫ 25 ФЕВРАЛЯ 2014 г.

### FEATURES OF THE INITIAL STAGE OF FORMATION OF FAST CORONAL MASS EJECTION ON FEBRUARY 25, 2014

**В.Г. Еселевич**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, esel@mail.iszf.irk.ru*

**М.В. Еселевич**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, mesel@iszf.irk.ru*

**V.G. Eselevich**

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, esel@mail.iszf.irk.ru*

**M.V. Eselevich**

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, mesel@iszf.irk.ru*

**Аннотация.** Проведен анализ быстрого коронального выброса массы (КВМ) 25 февраля 2014 г. по изображениям в УФ-каналах 131, 211, 304 и 1700 Å инструмента SDO/AIA и по данным наблюдений в линии H $\alpha$  (6562.8 Å) на телескопах обсерваторий Teide и Big Bear.

Формирование КВМ 25.02.2014 связано с выбросом и последующим взрывообразным расширением магнитного жгута, возникшего вблизи поверхности Солнца, предположительно, вследствие процесса tether-cutting магнитного пересоединения.

Возникший в результате такого «взрыва» импульс полного давления (теплого плюс магнитного) воздействует на вышележащие корональные арочные структуры, приводя к их слиянию и формированию ускоренно движущейся фронтальной структуры КВМ. Этот же импульс давления является причиной возникновения взрывной столкновительной ударной волны перед КВМ, скорость которой быстро уменьшается с расстоянием. На больших расстояниях  $R > 7R_0$  ( $R_0$  — радиус Солнца) от центра Солнца перед КВМ регистрируется ударная волна другого типа — поршневая столкновительная ударная волна, скорость которой мало меняется с расстоянием. На  $R \geq 15R_0$  происходит переход от столкновительной ударной волны к бесстолкновительной.

**Ключевые слова:** корональный выброс массы, магнитный жгут, корональные арочные структуры, взрывная ударная волна, солнечный ветер, столкновительная и бесстолкновительная ударные волны.

**Abstract.** We have analyzed the fast coronal mass ejection (CME) that occurred on February 25, 2014. The analysis is based on images taken in the 131, 211, 304, and 1700 Å UV channels of the SDO/AIA instrument and from observations obtained in the H $\alpha$  line (6562.8 Å) with the telescopes of the Teide and Big Bear Observatories.

The February 25, 2014 CME is associated with the ejection and subsequent explosive expansion of the magnetic flux rope, which appeared near the solar surface presumably due to the tether-cutting magnetic reconnection.

The impulse of full pressure (thermal plus magnetic) resulting from such an “explosion” acts on the overlying coronal arcades, causing them to merge and form an accelerated moving frontal structure of the CME. This pressure impulse also generates a blast collisional shock wave ahead of the CME, whose velocity decreases rapidly with distance. At large distances  $R > 7R_0$  ( $R_0$  is the solar radius) from the center of the Sun in front of the CME, a shock wave of another type is formed — a “piston” collisional shock wave whose velocity varies little with distance.

At  $R \geq 15R_0$ , there is a transition from a collisional to a collisionless shock wave.

**Keywords:** coronal mass ejection, magnetic rope, coronal arcades, blast shock wave, solar wind, collisional and collisionless shock waves.

## ВВЕДЕНИЕ

По результатам экспериментальных исследований и использования методов моделирования удалось достаточно надежно установить, что типичные корональные выбросы массы (КВМ) представляют собой магнитный жгут (магнитную трубку), заполненный плазмой, два основания которого укоренены на фотосфере [Krall et al., 2000; Thernisien et al., 2009]. Заметим, что магнитный жгут, являясь скрученной магнитной трубкой, имеет дополнительную компоненту магнитного поля, перпендикулярную основному продольному полю трубки. В теории для упрощения обычно рассматривается магнитная трубка.

По кинематическим характеристикам КВМ разделяют на две группы: постепенные (медленно эволюционирующие) и импульсные [Sheeley et al., 1999]. Впервые подобное разделение КВМ, хоть и под другими названиями (flare-associated и eruption-associated), было сделано в [MacQueen, Fisher, 1983].

Механизм образования КВМ до сих пор остается неясным. В частности, не ясен один из главных моментов процесса формирования КВМ, а именно: магнитная трубка (жгут) во всех случаях существует и располагается над фотосферой (в хромосфере/короне) до начала эрупции или же она, по крайней мере в некоторых событиях, может быть выброшена из конвективной зоны? От ответа на этот вопрос в определенной степени зависит правомерность разде-

ления КВМ на постепенные и импульсные, а значит, и возможность существования как минимум двух различных механизмов возникновения КВМ.

Существование постепенных КВМ доказано экспериментально. В частности, авторам работы [Patsoukakos et al., 2013] удалось впервые наблюдать и исследовать развитие на лимбе магнитного жгута постепенного КВМ (19 июля 2012 г.), образовавшегося над активной областью на очень малой высоте  $h < 0.2R_0$  ( $R_0$  — радиус Солнца). Ранее в ряде работ [Hundhausen, 1999; Sheeley et al., 1999; Vemprad et al., 2007; Еселевич, Еселевич, 2011] было показано образование постепенных КВМ на высотах  $0.1R_0 < h < 1.0R_0$ .

Картина образования постепенных КВМ представляется следующей. В короне существует магнитный жгут, заполненный плазмой, два основания которого укоренены на фотосфере. В результате развития неустойчивости он эруптирует — выбрасывается в направлении от Солнца. Тип неустойчивости, приводящий к эрупции, и причины ее развития остаются до конца не ясными, несмотря на ряд рассмотренных механизмов [Antiochos et al., 1999; Amari et al., 2000; Magara, Longcope, 2001; Gibson et al., 2006; Archontis, Hood, 2008].

В качестве одного из наиболее распространенных механизмов формирования магнитного жгута и его последующей эрупции рассматривается так называемое tether-cutting магнитное пересоединение (термин на русском языке пока отсутствует) [Moore, LaBonte, 1980; Moore et al., 2001]. В ходе этого процесса система скрещенных магнитных петель с широким перемыкается над нейтральной магнитной линией, что приводит к формированию жгута и его последующей эрупции в результате уменьшения сдерживающего эффекта магнитного натяжения. Tether-cutting модель подтверждается рядом наблюдений и численных расчетов (например, [Zhang et al., 2001; Sterling, Moore, 2005]). Обсуждается также возможность вклада в процесс эрупции изгибной (кинк) неустойчивости [Kliem et al., 2004; Shen et al., 2012].

Согласно [Schmieder et al., 2013], триггером более 80 % всех наблюдаемых КВМ являются эрупции солнечных волокон, которые фактически являются также магнитными жгутами или расположены внутри жгутов. Вероятный способ реализации такого триггерного механизма описан в статьях [Grechnev et al., 2016; Fainshtein, Egorov, 2015].

Другим типом КВМ являются импульсные КВМ. Предполагается, что их формирование может быть связано с выбросом магнитной трубки с относительно холодной плазмой из конвективной зоны. Такая возможность была предсказана в рамках теории тонкой магнитной трубки как результат развития неустойчивости медленной волны или неустойчивости Паркера [Moreno-Inertis et al., 1992; Alekseenko et al., 2000; Романов и др., 1993a]. Основные выводы теории и их сравнение с результатами экспериментов приведены в статьях [Романов и др., 1993б; Еселевич и др., 2013; Еселевич, Еселевич, 2014].

Для прямого доказательства выброса магнитных трубок из конвективной зоны, формирующих КВМ

этого типа, желательно иметь измерения магнитного поля Солнца с временным разрешением порядка 1–10 с, что невозможно с помощью современных магнитографов: например, SDO/HMI и SOHO/MDI имеют разрешение порядка 1 мин.

Однако обнаружить быстро всплывающую магнитную трубку можно и косвенными методами. В работе [Еселевич, Еселевич, 2015] на примере анализа события 5 января 2013 г., в котором отсутствовала эрупция вещества (активный протуберанец, или jet), было показано следующее: КВМ может формироваться в результате выброса с поверхности Солнца участка плазмы пониженной яркости (полости) при наблюдении в канале 193 Å. Анализ трехмерной структуры полости, ее динамики и кинематики, а также сопоставление результатов анализа с предсказаниями теории позволили авторам отождествить полость с магнитной трубкой (жгутом), заполненной холодной и разреженной (в сравнении с окружающей) плазмой, выброшенной с большой скоростью из конвективной зоны в атмосферу Солнца.

Похожая ситуация была зарегистрирована для КВМ, произошедших 27 апреля 2011 г. [Еселевич, Еселевич, 2013] и 25 марта 2008 г. [Еселевич, Еселевич, 2011], которые сопровождалась активным протуберанцем (jet).

Существует также точка зрения, что импульсные КВМ могут возникать вследствие нарушения равновесия существующих магнитных жгутов (см., например, статьи [Temmer et al., 2008; Zagainova, Fainshtein, 2015; Еселевич и др., 2016]).

Целью настоящей работы является исследование особенностей формирования КВМ 25.02.2014 и связанной с ним ударной волны. Начальная стадия этого события уже была исследована ранее [Chen et al., 2014] и было показано, что эруптивный магнитный жгут сформировался в результате tether-cutting пересоединения.

## 1. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Для анализа использовались УФ-изображения в каналах 131, 171, 211, 304, 1700 Å, полученные на инструменте SDO/AIA [Lemen et al., 2012]. Временной интервал между изображениями, получаемыми на SDO/AIA ~12 с, пространственное разрешение — 1.2 угл. сек (два пикселя), что соответствует  $0.00125R_0$ , если выразить его в долях солнечного радиуса. Поле зрения инструмента до  $\sim 1.4R_0$ .

Использовались также изображения, полученные в линии H $\alpha$  (6562.8 Å) телескопами обсерваторий Teide (Испания) и Big Bear (США) в рамках NSO Integrated Synoptic Program (NISP) [<https://www.nso.edu/telescopes/nisp>] с временным разрешением ~1 мин.

Изображения короны в белом свете, H $\alpha$  и УФ представлялись в виде изображений в разностной яркости с фиксированным начальным моментом времени

$$\Delta P = P(t) - P(t_0),$$

где  $P(t_0)$  — невозмущенная яркость в момент  $t_0$  до возникновения рассматриваемого события;  $P(t)$  — возму-

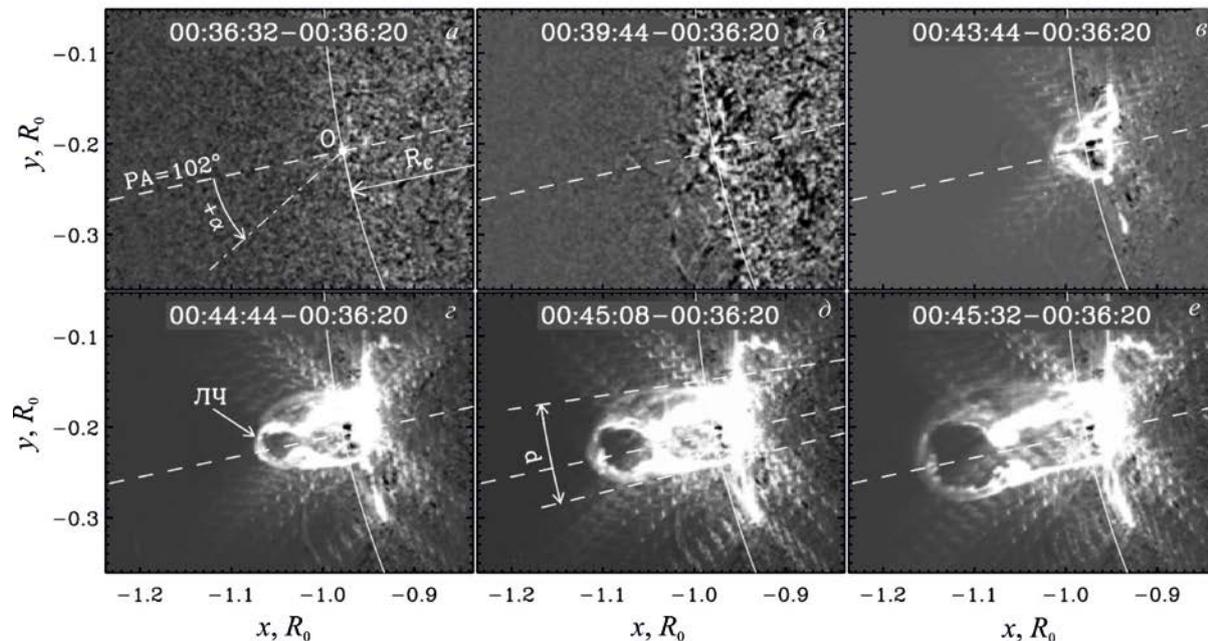


Рис. 1. Разностные изображения в канале 304 Å для последовательных моментов времени, показывающие развитие КВМ 25 февраля 2014 г. (по данным SDO/AIA). Положительный отсчет от центра Солнца по оси Y — на север, по оси X — на запад. Расстояния нормированы на радиус Солнца  $R_0$

щенная яркость в любой момент времени  $t > t_0$ . По разностным изображениям (рис. 1) исследовалась динамика КВМ. Для этого строились распределения  $\Delta P(R)$  относительно центра Солнца вдоль радиуса на фиксированном позиционном угле  $PA$  в различные моменты времени. Позиционный угол  $PA$  отсчитывается на изображениях Солнца от северного полюса против часовой стрелки. В отдельных случаях использовались изображения в бегущей разностной яркости  $\Delta P_R = P(t_i) - P(t_{i-1})$ , т. е. построенные по двум соседним по времени изображениям.

По изображениям в разностной яркости строились распределения  $\Delta P(r)$  или  $\Delta P_R(r)$  под различными углами  $\alpha$  относительно оси движения КВМ (направленной вдоль определенного  $PA$ ) с углом усреднения  $\delta\alpha$  в различные моменты времени (отсчет угла  $\alpha$  положительный против часовой стрелки, рис. 1, a). Расстояние  $r$  отсчитывалось от центра  $O$ , расположенного на оси движения КВМ на расстоянии  $R_c$  от центра Солнца (в случае рис. 1, a  $R_c = 1R_0$ ). Расстояния  $R$  до центра Солнца и  $r$  связаны соотношением  $R = (R_c^2 + r^2 + 2rR_c \cos\alpha)^{1/2}$ .

## 2. АНАЛИЗ КВМ 25 ФЕВРАЛЯ 2014 г.

### 2.1. Динамика возникновения КВМ по данным в холодных каналах УФ (304 Å, 1700 Å) и в линии H $\alpha$

Рассматриваемое событие произошло в активной области 11990 (гелиографические координаты S15, >E65) и сопровождалось вспышкой класса X4.9 в 00:39 UT 25 февраля 2014 г. Координаты вспышки S12E82, т. е. событие произошло на видимой части диска вблизи лимба.

Картины развития начальной стадии данного КВМ различаются при наблюдении в относительно

холодных каналах 1700 Å ( $T \approx 5 \cdot 10^3$  К), 304 Å ( $T \approx 5 \cdot 10^4$  К), линии H $\alpha$  6562.8 Å ( $T \approx 8 \cdot 10^3$  К) и в более горячих каналах 131 Å ( $T = 10^7$  К), 171 Å ( $T = 6.3 \cdot 10^5$  К), 211 Å ( $T = 2.1 \cdot 10^6$  К) [Lemen et al., 2012]. При этом для каналов 171, 193 и 211 Å значения температур соответствуют максимуму функции температурного отклика, а для канала 131 Å значение температуры соответствует наиболее горячему локальному максимуму функции температурного отклика.

Здесь важно отметить, что канал 1700 Å отражает полосу в окрестности соответствующей длины волны непрерывного спектра излучения поверхности Солнца в приближении абсолютно черного тела [Vernazza et al., 1973; Гибсон, 1977]. В рамках такого приближения он позволяет оценить минимальную температуру фотосферы (области температурного минимума) на высотах ~400–600 км [Vernazza et al., 1976].

Исследование начальной фазы развития этого КВМ начнем с рассмотрения изображений в бегущей разностной яркости в холодном канале 304 Å в последовательные моменты времени (рис. 1, a–e). Видно, что до начала события в момент  $t_0 \approx 00:36:32$  UT на разностных изображениях отсутствуют какие-либо возмущения (рис. 1, a). Однако это не вполне соответствует «прямым» изображениям AIA/SDO. В статье [Chen et al., 2014] представлен анализ последовательности «прямых» изображений AIA/SDO в каналах 94, 131, 211, 304 Å для КВМ 25.02.2014, показывающий наличие в активной области волокна (протуберанца) до начала эрупции и вспышки, а также системы скрещенных над нейтральной линией магнитных петель. В частности, это хорошо иллюстрируется рис. 2 в [Chen et al., 2014], на котором до 00:35 UT видно наличие волокна.

В работе [Chen et al., 2014] приводятся веские доводы в пользу формирования магнитного жгута,

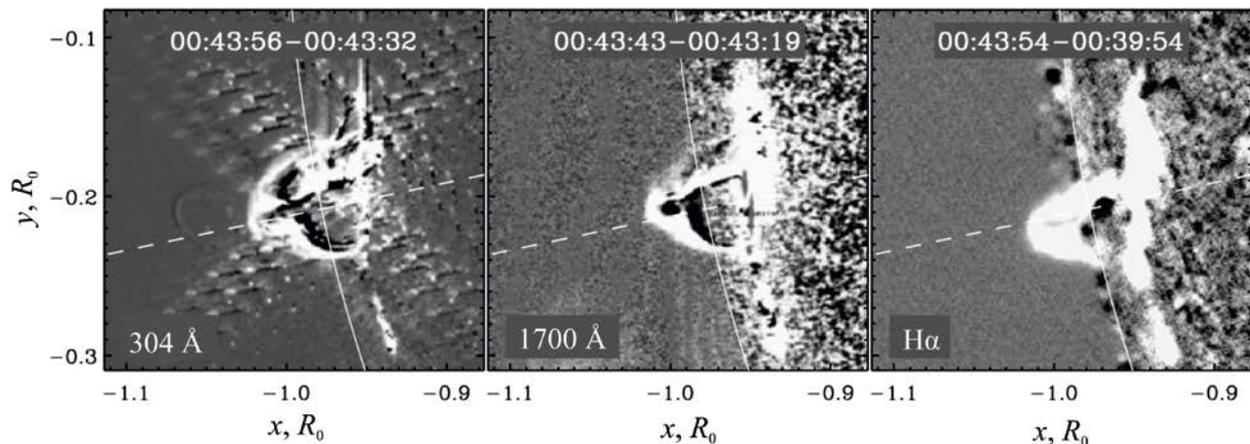


Рис. 2. Разностные изображения, полученные для близких моментов времени в каналах 304 и 1700 Å и линии H $\alpha$  (по данным SDO/AIA и телескопов обсерваторий Teide (Испания) и Big Bear (США) в рамках NISP [<http://gong2.nso.edu>])

содержащего волокно, в результате магнитного пересоединения tether-cutting. Система скрещенных магнитных петель с широким перемыкается над нейтральной магнитной линией, что приводит к формированию жгута, содержащего волокно, и их последующей эрупции в результате уменьшения магнитного натяжения. Поскольку скорость волокна близка к скорости жгута, то кинетическая энергия волокна, с учетом большей плотности вещества в нем, очевидно, существенно больше кинетической энергии жгута. Поэтому роль движущегося волокна в возмущении окружающей короны оказывается определяющей. В этой статье обсуждается также возможность вклада в процесс эрупции изгибной (кинк) неустойчивости.

Перейдем к анализу динамики события  $t_0 \approx 00:36:32$  UT на основе временной последовательности изображений в разностной яркости на рис. 1. Начиная примерно с 00:39:32 UT (на рис. 1 этот момент отсутствует) вблизи лимба на  $R \approx 1.0R_0$  (в  $\sim 00:39:44$  UT, рис. 1, б) появляется небольшая арочная структура, яркость которой усиливается. Структура (ее лидирующая часть обозначена «ЛЧ» на рис. 1, з) сначала остается на месте, а затем начинает постепенно двигаться от Солнца в направлении позиционного угла  $PA \approx 102^\circ$  (штриховая линия на рис. 1). Последующие изображения (рис. 1, д-е) показывают быстрое ускорение и резкое расширение этой яркой арочной структуры, которая принимает вид оболочки, охватывающей темную полость (ее угловой размер  $d$  показан на рис. 1, д), — фактически это характерное поперечное сечение магнитной трубки (жгута) с плазмой, которую обычно называют активным протуберанцем [Прист, 1985]. Аналогичным образом выглядит развитие магнитного жгута в холодном канале 1700 Å и в линии H $\alpha$ . Это видно из сравнения разностных изображений для близких моментов времени как в холодных (рис. 2), так и в горячих каналах (см., например, рис. 3). Однако в горячих каналах, например в канале 211 Å, кроме нагретой оболочки выброшенного магнитного жгута, можно наблюдать другие особенности формирования КВМ в короне, которые регистрируются в виде арочных структур (отмечены цифрами 1, 2, 3 на рис. 3, а, б). Об этом подробнее будет сказано ниже.

Более детально процесс формирования выброшенного магнитного жгута, а точнее его лидирующей части (ЛЧ), можно проанализировать по распределениям разностной яркости  $\Delta P(R)$  в канале 304 Å, построенным в направлении  $PA \approx 102^\circ$  (штриховая линия на рис. 1) при  $t_0 = 00:36:20$  UT (с усреднением по углу  $\delta\alpha = 1^\circ$ ) для последовательных моментов времени 25 февраля 2014 г. (рис. 4).

Из рис. 4, а, б видно, что начиная с  $t \geq 00:36:32$  UT происходит формирование ЛЧ магнитного жгута: усиливается максимум ее разностной яркости  $\Delta P_{\max}$ , оставаясь при этом на  $R \approx 1.003R_0$  практически до  $t \approx 00:42:08$  UT (рис. 4, а, б). Это означает, что в процессе формирования магнитный жгут находился вблизи поверхности Солнца и его яркость начала усиливаться за счет развития в нем каких-то диссипативных процессов.

Пространственный размер  $\delta_l$  спада  $\Delta P_{\max}$  до значения  $\Delta P_{\max}/10$  показан на рис. 4, б — горизонтальной штриховой линией. Согласно работе [Еселевич, 2010], он характеризует толщину токового слоя пространственной неоднородности плотности плазмы с замороженным магнитным полем или ширину  $\delta_l$  фронта ЛЧ магнитного жгута на профиле  $\Delta P$ . Возможность такого определения  $\delta_l$  связана с тем, что скачкообразному изменению  $\Delta P_{\max}$  на достаточно малом пространственном масштабе должна соответствовать неоднородность плотности плазмы в короне. В свою очередь, неоднородность плотности разреженной плазмы может обеспечиваться только неоднородностью магнитного поля (из-за его замороженности в плазму), что эквивалентно наличию тока на таком же масштабе (более подробно см. в [Еселевич, 2010]).

Величина  $\delta_l$  остается практически неизменной вплоть до  $t \geq 00:43:56$  UT (рис. 4, з), после чего  $\delta_l$  начинает быстро увеличиваться при удалении максимума разностной яркости ЛЧ магнитного жгута от Солнца (рис. 4, д-з). Причину этого можно попытаться понять, анализируя рис. 5, на котором представлен ряд зависимостей в направлении позиционного угла  $PA = 102^\circ$  (при  $R_c = 0.97R_0$ ;  $\delta\alpha = 1^\circ$ ) для ЛЧ магнитного жгута.

Кинематическая кривая  $R/R_0(t)$  для средней точки ЛЧ магнитного жгута (крестик на рис. 4) приведена

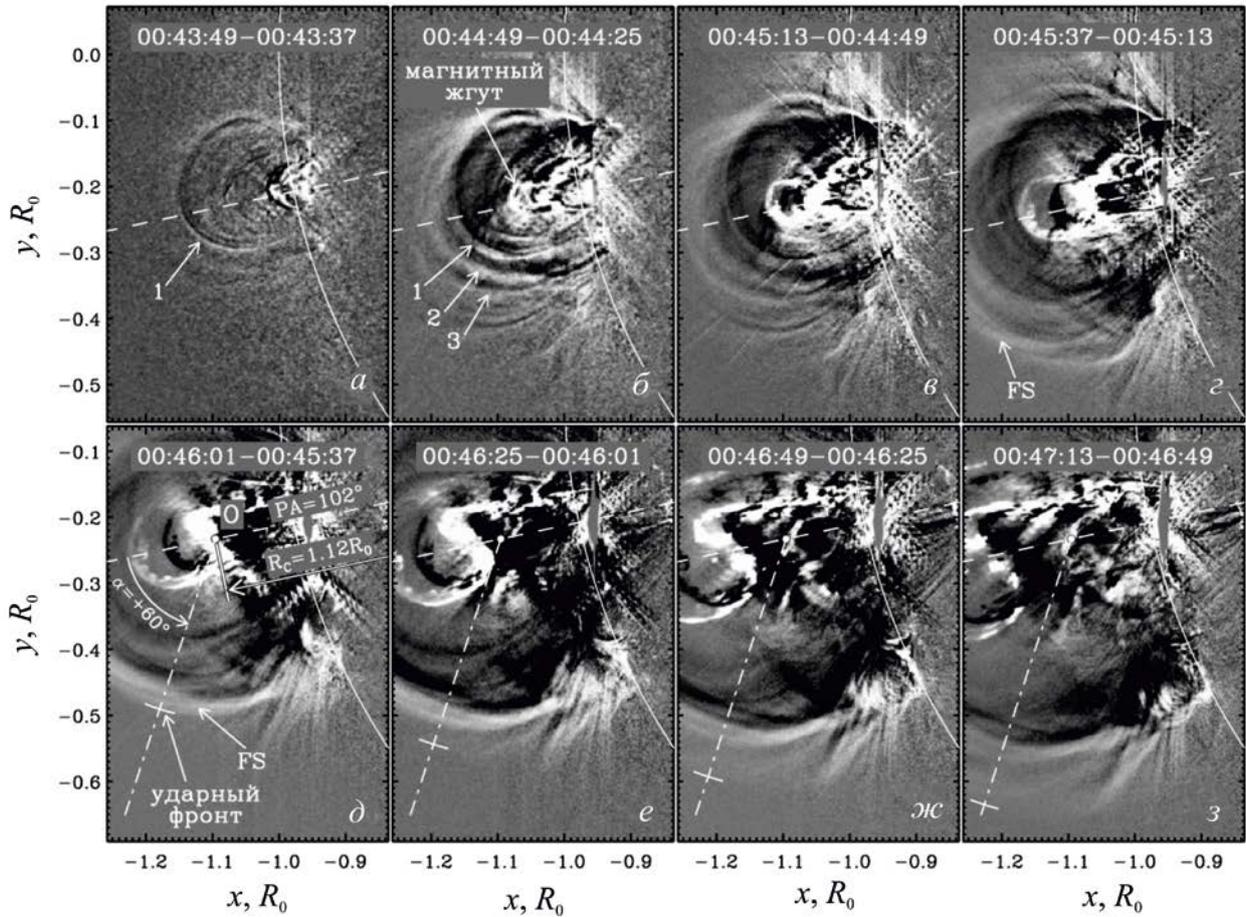


Рис. 3. Изображения в бегущей разностной яркости в канале 211 Å для последовательных моментов времени, показывающие развитие КВМ 25 февраля 2014 г. (по данным SDO/AIA). FS — фронтальная структура КВМ

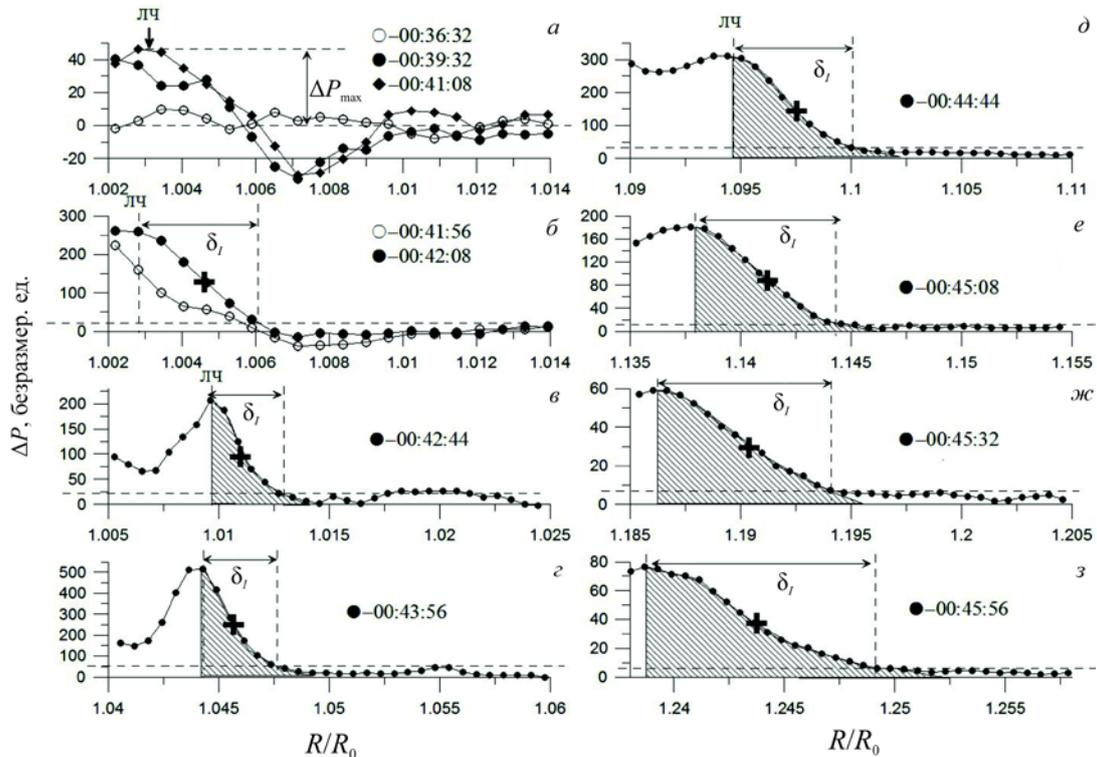


Рис. 4. Распределения разностной яркости  $\Delta P$  в зависимости от расстояния  $R$  в направлении позиционного угла  $PA=102^\circ$  (при  $t_0=00:36:20$ ;  $R_c=0.97R_0$ ;  $\alpha=0^\circ$ ;  $\delta\alpha=1^\circ$ ) в последовательные моменты времени для лидирующей части (ЛЧ) магнитного жгута в событии 25.02.2014 (по данным AIA/SDO в канале 304 Å). Крестиком отмечена средняя точка ЛЧ магнитного жгута

на рис. 5, а. С использованием ее была построена зависимость скорости  $V(R)$  на рис. 5, в по формуле  $V=(R_{i+1}-R_i)/(t_{i+1}-t_i)$ . Здесь в числителе — разность между соседними точками по оси абсцисс на рис. 5, а, в знаменателе — временной интервал между ними. Как видно на рис. 5, а, после постепенного возрастания скорости от нулевого значения второе заметное ускорение ЛЧ происходит в  $t \geq 00:44:00$  UT (рис. 5, а) на расстоянии  $R \geq 1.025R_0$  (на зависимости  $V(R)$  (рис. 5, в) место начала второго ускорения отмечено вертикальной стрелкой). С этим ускорением связано начало резкого возрастания ширины  $\delta_l$  фронта ЛЧ магнитного жгута на рис. 5, б (отмечено вертикальной стрелкой). Как видно из рис. 5, з, в  $t \geq 00:44:00$  UT на  $R \geq 1.025R_0$  начинается также быстрое расширение в поперечном направлении магнитного жгута и, соответственно, возрастание его углового размера  $d_l$ . При этом  $\delta_l$  почти линейно возрастает в зависимости от  $d_l$  (рис. 5, з). Можно предположить, что одной из вероятных причин роста  $\delta_l$  со временем на этом этапе является то, что усреднение измеряемой разностной яркости  $\Delta P$  начинает происходить по длине структуры вдоль луча зрения, возрастающей из-за увеличения диаметра  $d_l$  магнитного жгута.

## 2.2. Оценка распределения температуры плазмы в ЛЧ выброшенного магнитного жгута

Для оценки распределения температуры плазмы в ЛЧ выброшенного магнитного жгута рассмотрим пространственные распределения разностной яркости, нормированные на  $\Delta P_{\max}$  в ЛЧ, в направлении  $PA=102^\circ$  для нескольких различных каналов УФ и линии  $\text{H}\alpha$ .

Прежде всего, сравним распределения  $\Delta P(R)/\Delta P_{\max}$  в холодном канале  $1700 \text{ \AA}$  ( $T \approx 5 \cdot 10^3 \text{ K}$ ) и линии  $\text{H}\alpha$  ( $T \approx 8 \cdot 10^3 \text{ K}$ ) и в горячих каналах  $171 \text{ \AA}$  ( $T = 6.3 \cdot 10^5 \text{ K}$ ) и  $211 \text{ \AA}$  ( $T = 2.1 \cdot 10^6 \text{ K}$ ) на ранней стадии развития процесса в  $t \approx 00:42:55$ , когда магнитная трубка только начала двигаться со сравнительно небольшой скоростью  $\sim 60 \text{ км/с}$ . При такой скорости магнитной трубки и разности  $\leq 6 \text{ с}$  по времени регистрации между различными каналами и линией  $\text{H}\alpha$  смещение между их профилями пренебрежимо мало:  $\leq 0.0005R_0$ . На рис. 6, а видно, что положения максимумов профилей в канале  $1700 \text{ \AA}$  (светлые кружки) и линии  $\text{H}\alpha$  (черные треугольники) примерно совпадают. Ширина профиля в линии  $\text{H}\alpha$  в  $\sim 1.5$  раза больше, чем в канале  $1700 \text{ \AA}$ . Профили распределений в горячих каналах  $171 \text{ \AA}$  (светлые треугольники) и  $211 \text{ \AA}$  (крестики) существенно уже профилей в холодных каналах. Максимумы распределений  $\Delta P(R)/\Delta P_{\max}$  в горячих каналах совпадают по положению и локализованы левее максимумов в канале  $1700 \text{ \AA}$  и линии  $\text{H}\alpha$ .

На рис. 6, б сравниваются пространственные распределения  $\Delta P(R)/\Delta P_{\max}$  в холодных ( $304, 1700 \text{ \AA}$ ) и горячих ( $131, 211 \text{ \AA}$ ) каналах для более позднего момента времени, когда магнитная трубка находилась в короне и имела скорость более  $1000 \text{ км/с}$ . При построении за основу взято положение максимума распределения  $\Delta P(R)/\Delta P_{\max}$  для канала  $304 \text{ \AA}$  в момент

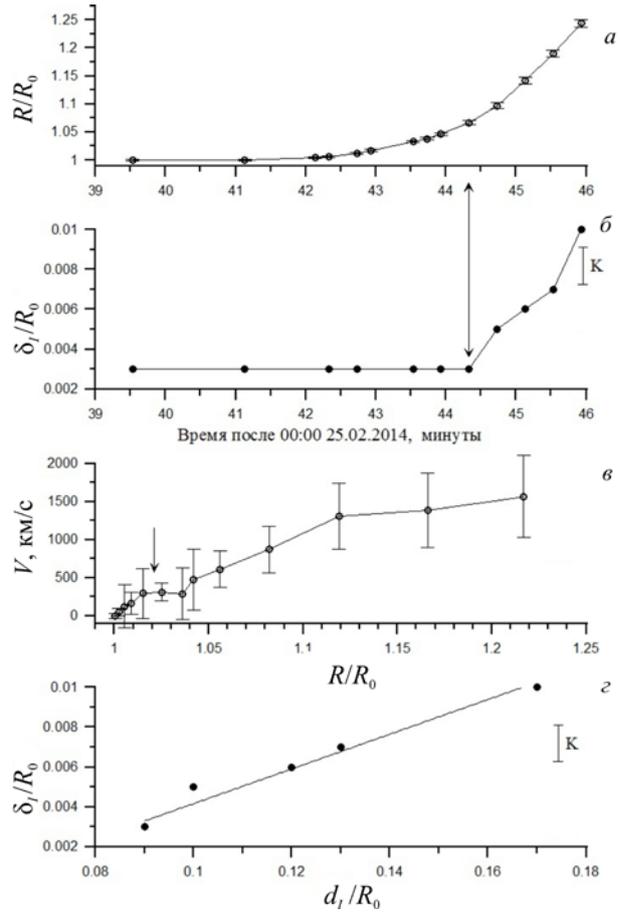


Рис. 5. Зависимости в направлении позиционного угла  $PA=102^\circ$  (при  $R_c=0.97R_0$ ;  $\alpha=0^\circ$ ;  $\delta\alpha=1^\circ$ ) для лидирующей части магнитного жгута в событии 25.02.2014

времени  $00:44:44$  UT, профиль разностной яркости для которого ранее уже был представлен на рис. 4, д. К этому времени профили  $\Delta P(R)$  во всех каналах уже достаточно четко регистрируются (кроме  $\text{H}\alpha$ ) и их максимумы смещаются со скоростью  $V \approx 1100 \text{ км/с}$  в радиальном направлении на расстояниях  $R \approx (1.08 \div 1.12)R_0$  (рис. 5, в).

Моменты времени регистрации для разных каналов различались на  $\Delta t \leq 11 \text{ с}$ . С учетом скорости распространения  $V \approx 1100 \text{ км/с}$  на выбранном расстоянии, различие в  $\Delta t$  для профилей в разных каналах было скомпенсировано соответствующим смещением их в пространстве на  $-\Delta R \approx (-\Delta t)V$  (т. е. в отрицательную сторону по отношению к положению профиля в канале  $304 \text{ \AA}$ ). Таким образом, для канала  $304 \text{ \AA}$  при  $t=00:44:44$  UT  $\Delta R=0$ , для канала  $1700 \text{ \AA}$  при  $t=00:44:55$  UT  $\Delta R=-0.0176R_0$ , для канала  $211 \text{ \AA}$  при  $t=00:44:49$  UT  $\Delta R=-0.008R_0$ , для канала  $131 \text{ \AA}$  при  $t=00:44:46$  UT  $\Delta R=-0.003R_0$ .

Как видно на рис. 6, б, в общем случае яркостные профили ЛЧ магнитного жгута в горячих каналах  $131 \text{ \AA}$  (черные ромбики),  $211 \text{ \AA}$  (крестики), а также в более холодном канале  $304 \text{ \AA}$  (черные кружки) имеют уже два близко расположенных максимума (на  $R \approx 1.087R_0$  и  $R \approx 1.094R_0$ ).

Прежде всего, сравним распределения  $\Delta P(R)/\Delta P_{\max}$  в холодном канале  $1700 \text{ \AA}$  и линии  $\text{H}\alpha$  с распределениями в горячих каналах  $171 \text{ \AA}$  и  $211 \text{ \AA}$  на ранней стадии развития процесса в момент  $t \approx 00:42:55$  UT.

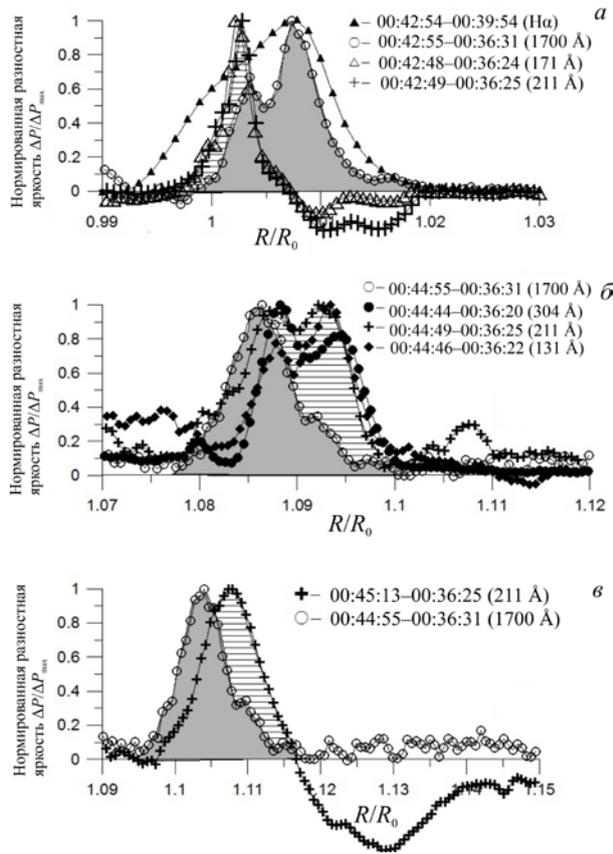


Рис. 6. Пространственные распределения разностной яркости  $\Delta P(R)$ , нормированной на  $\Delta P_{\max}$ , в направлении  $PA=102^\circ$  ( $\delta\alpha=1^\circ$ ) в каналах УФ и линии Na для трех последовательных моментов времени: а — в момент времени, близкий к  $t \approx 00:43:00$  UT, в линии Na (черные треугольники,  $t \approx 00:42:54$  UT) и каналах 1700 Å (светлые треугольники,  $t \approx 00:42:55$  UT), 171 Å (светлые треугольники,  $t \approx 00:42:48$  UT), 211 Å (крестики,  $t \approx 00:42:49$  UT); б — профили  $\Delta P(R)$  в  $t=00:44:55$  UT, приведенные к данному моменту времени путем смещения на расстояние  $\Delta R$  при скорости структуры  $V \approx 1100$  км/с, в каналах: 131 Å (черные ромбики), момент регистрации  $t=00:44:46$  UT,  $\Delta R \approx -0.003R_0$ ; 211 Å (крестики),  $t=00:44:49$  UT,  $\Delta R \approx -0.008R_0$ ; 1700 Å (светлые кружки),  $t=00:44:55$  UT,  $\Delta R \approx -0.0176R_0$ ; в — в  $t \approx 00:44:55$  UT в каналах 1700 Å и 211 Å. Профиль в канале 211 Å зарегистрирован в  $t=00:44:49$  UT и приведен к моменту времени  $t=00:44:55$  UT путем смещения на  $\Delta R \approx -0.003R_0$  при скорости структуры  $V \approx 1160$  км/с. Событие 25.02.2014, данные SDO/AIA и NISP [<http://gong2.nso.edu>]

Внутренний максимум на  $R \approx 1.087R_0$  (рис. 6, б), в отличие от предыдущего момента времени (рис. 6, а), связан с профилем в канале 1700 Å (линия со светлыми кружками, серый фон). Перед ним на  $R \approx 1.094R_0$  (рис. 6, б) появились узкие пики на профилях в каналах 211 Å (крестики, выделен горизонтальной штриховкой) и 131 Å (ромбики), соответствующих температурам  $2.1 \cdot 10^6$  и  $2 \cdot 10^7$  К [Lemen et al., 2012].

При дальнейшем движении КВМ в момент  $t=00:44:55$  (рис. 6, в) профиль разностной яркости области ЛЧ в горячем канале 211 Å (крестики) имеет уже один максимум, по-прежнему смещенный вправо относительно максимума профиля в холодном канале 1700 Å (светлые кружки). На рис. 6, в для профиля в канале 1700 Å  $\Delta R=0$ , а в канале 211 Å  $\Delta R=-0.003R_0$  при  $V \approx 1160$  км/с.

Наблюдаемую картину можно интерпретировать в соответствии со статьей [Chen et al., 2014], в которой на основе исследования «прямых» изображений AIA/SDO показано, что в данном событии часть холодного волокна (внешняя оболочка, яркостные профили которой в канале 1700 Å и линии Na приведены на рис. 6, а) в начале события располагалась над частью магнитных петель, формирующих магнитный жгут (внутренняя оболочка; яркостные профили в каналах 131 и 211 Å на рис. 6, а). А после tether-cutting пересоединения по крайней мере часть силовых линий эруптивного жгута, видимого в горячем канале 131 Å, стала располагаться выше холодного вещества волокна (внешняя оболочка; яркостные профили в каналах 131 и 211 Å на рис. 6, б).

Кроме того, этот процесс может усиливаться по мере удаления КВМ от Солнца: согласно рис. 5, б после  $t \approx 00:44:00$  UT начинается взрывообразное расширение магнитной трубки во всех направлениях. В результате этого температурное распределение внутри ЛЧ может резко меняться: внешняя оболочка становится более горячей,  $T \geq 2 \cdot 10^6$  К, чем внутренняя оболочка с  $T \approx 5000-8000$  К (рис. 6, б, в). Более точные значения температуры в оболочках может дать более детальный количественный анализ значений яркости в различных каналах.

### 2.3. Динамика возникновения КВМ в горячем канале 211 Å

В горячих каналах 94, 171, 193 и 211 Å, кроме прогретой оболочки выброшенного магнитного жгута с относительно холодной плазмой, можно наблюдать и другие особенности формирования КВМ в короне. Это является принципиальным отличием разностно-яркостных изображений в горячих каналах от изображений в холодных каналах. Рассмотрим это отличие на примере изображений в канале 211 Å.

Сравним изображения в разностной яркости для близких моментов времени, представленные на рис. 2 и рис. 3, а. На изображениях в холодных каналах 304, 1700 Å и линии Na (рис. 2) наблюдается только выброшенный магнитный жгут, динамика лидирующая части которого анализировалась выше. На изображении в бегущей разностной яркости в горячем канале 211 Å (рис. 3, а) кроме магнитного жгута видна арочная структура, отмеченная цифрой 1. В последующие моменты времени в канале 211 Å становятся видны арочные структуры 2 и 3 (рис. 3, б, в). Форма арочных структур близка к кругу. Динамика этих структур для трех последовательных моментов времени, отражающих начальную фазу развития данного события, видна на изображениях в канале 211 Å (рис. 3, а–д). Со временем, расширяясь, они удаляются от Солнца и сливаются в одну фронтальную структуру (FS) КВМ (рис. 3, г, д).

Вследствие ограниченности поля зрения слева, проведем исследование пространственных распределений бегущей разностной яркости  $\Delta P_R(r)$  в направлении угла  $\alpha=60^\circ$  (штрихпунктирная линия на рис. 3, д–з), исходящего из центра O, расположенного на расстоянии  $R_c=1.12R_0$  вдоль позиционного угла  $PA=102^\circ$  (штриховая линия на рис. 3) при  $\delta\alpha=1^\circ$ . Как показал анализ, скорости расширения арочных

структур относительно центра О примерно одинаковы в направлениях  $\alpha=0^\circ, \pm 60^\circ$ . Профили  $\Delta P_R(r)$  в направлении  $\alpha=60^\circ$  для пяти последовательных моментов времени приведены на рис. 7.

Видно, что появление и усиление яркости структуры 1 происходит при  $t \leq 00:43:37$  UT (светлые и черные кружки на рис. 7, а), а структур 2 и 3 при  $t \geq 00:43:37$  UT (рис. 7, б). Начиная с  $t \leq 00:45:13$  UT становятся видимыми структуры большего диаметра 4, 5, 6 (рис. 7, в). Можно предположить, что все эти структуры постепенно становятся видимыми в результате небольшого смещения, связанного с вращением Солнца. Поясним почему.

Рассматриваемые структуры регистрируются только в горячих каналах (94–211 Å) и являются сечением квазистационарных корональных магнитных жгутов, которые содержат плазму температурой  $T \geq 2 \cdot 10^6$  К, изолированную магнитным полем от корональной плазмы. Это значит, что из-за смещения вследствие вращения Солнца они могут стать видимыми, поскольку оказываются на фоне окружающей плазмы короны с несколько меньшей плотностью.

В интервале времени между  $t \approx 00:45:13$  UT (рис. 7, в) и  $t \approx 00:45:37$  UT (рис. 7, д, светлые кружки) ситуация кардинально меняется. Структуры 1, 2 и 3 сбли-

жаются, догоняя друг друга, а структуры 4, 5, 6 взрывообразным образом сливаются в единую фронтальную структуру (FS на рис. 7, д) будущего КВМ, как это уже отмечалось при рассмотрении изображений на рис. 3. Начало этих процессов примерно соответствует началу (после  $t \approx 00:44:30$  UT) взрывообразного ускорения и расширения на рис. 5, а, б (указано стрелкой) выброшенной магнитной трубки с горячей плазмой.

Дальнейшую динамику FS во времени можно проследить по профилям бегущей разностной яркости  $\Delta P_R(r)$  в направлении  $\alpha=60^\circ$ , представленным на рис. 8, а–в и продублированным в более крупном масштабе на рис. 8, д–з.

На рис. 8, д–з светлыми кружками показаны профили  $\Delta P_R(r)$  для  $t=00:43:37$  UT, т. е. до появления FS на данных расстояниях  $r$ . Наблюдаемые колебания  $\Delta P_R(r)$  (светлые кружки) характеризуют уровень шума невозмущенной окружающей плазмы и позволяют более надежно выделить область, соответствующую ударному фронту, который формируется перед FS начиная с 00:46:01 UT (рис. 8, а, д). Область фронта на распределении выделена темно-серым фоном, а его спадающий профиль яркости аппроксимирован наклонной прямой. За ней наклонной штриховкой показана область ударно-нагретой плазмы и вертикальной штриховкой — область фронтальной структуры КВМ. Ширина фронта  $\delta_F$  определена как удвоенная ширина на полувисоте скачка яркости  $\Delta P_F$  на фронте волны (рис. 8, з). Положения ударного фронта для моментов времени, соответствующих профилям  $\Delta P_R$  на рис. 8, б–в, на изображениях в бегущей разностной яркости (рис. 3, д–з) отмечены крестиками. Скачки  $\Delta P_R(r)$  на ударном фронте малы и поэтому плохо различимы на изображениях в разностной яркости, но их достаточно надежно можно зарегистрировать с помощью сканов в выбранном направлении с небольшим усреднением по углу  $\delta\alpha=1^\circ$  (рис. 8, а–в). Правая граница FS определяется как расстояние  $R$ , на котором максимальная разностная яркость  $\Delta P_{\max}$  FS (рис. 8, а) уменьшается в два раза. На рис. 8, а–в видно, что со временем расстояние между ударным фронтом и FS возрастает, поскольку скорость фронта превышает скорость FS.

Чтобы понять тип наблюдаемого фронта, проведем сравнение с результатами, полученными в работе [Eselevich, Eselevich, 2012]. С этой целью, используя данные рис. 8, построим в направлении  $\alpha=60^\circ$  графики скоростей фронтальной структуры  $V_r^{\text{FS}}$  (FS на рис. 8, а–в) и ударного фронта  $V_r^{\text{Sh}}$  (крестик на рис. 8, д–з). Эти скорости определим по формуле  $V(\alpha=60^\circ, r) = (r_{i+1} - r_i) / (t_{i+1} - t_i)$ , использованной выше. Здесь в числителе — разность положений измеряемых структур между соседними моментами времени, в знаменателе — временной интервал между ними. Для перехода от  $r$  к  $R$  воспользуемся соотношением  $R(r, \alpha) = (R_c^2 + r^2 + 2rR_c \cos \alpha)^{1/2}$ . Результаты построения  $R(t)$  для FS (черные кружки) и ударного фронта (светлые кружки) приведены на рис. 9, а, рассчитанные по этим кривым зависимости  $V_r^{\text{FS}}(\alpha=60^\circ, R)$  (черные кружки) и  $V_r^{\text{Sh}}(\alpha=60^\circ, R)$  (светлые кружки) — на рис. 9, б.

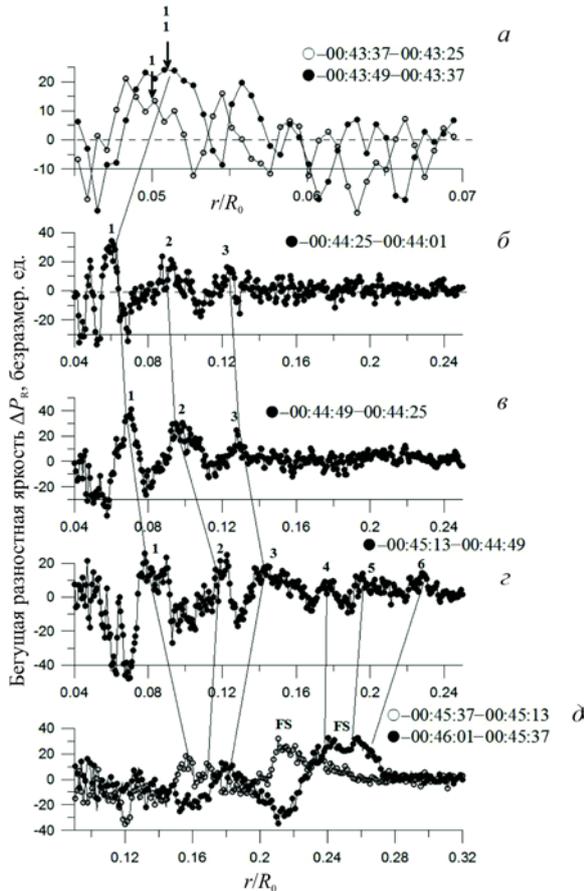


Рис. 7. Распределения бегущей разностной яркости  $\Delta P_R$  в зависимости от расстояния  $r$  в направлении угла  $\alpha=60^\circ$ , исходящего из центра О, расположенного на расстоянии  $R_c=1.12R_0$  в направлении  $PA=102^\circ$  (см. рис. 3, д) при  $\delta\alpha=1^\circ$ , в последовательные моменты времени для арочных структур 1, 2, 3 (см. рис. 3, б) и 4, 5, 6 в событии 25.02.2014 (по данным AIA/SDO в канале 211 Å)

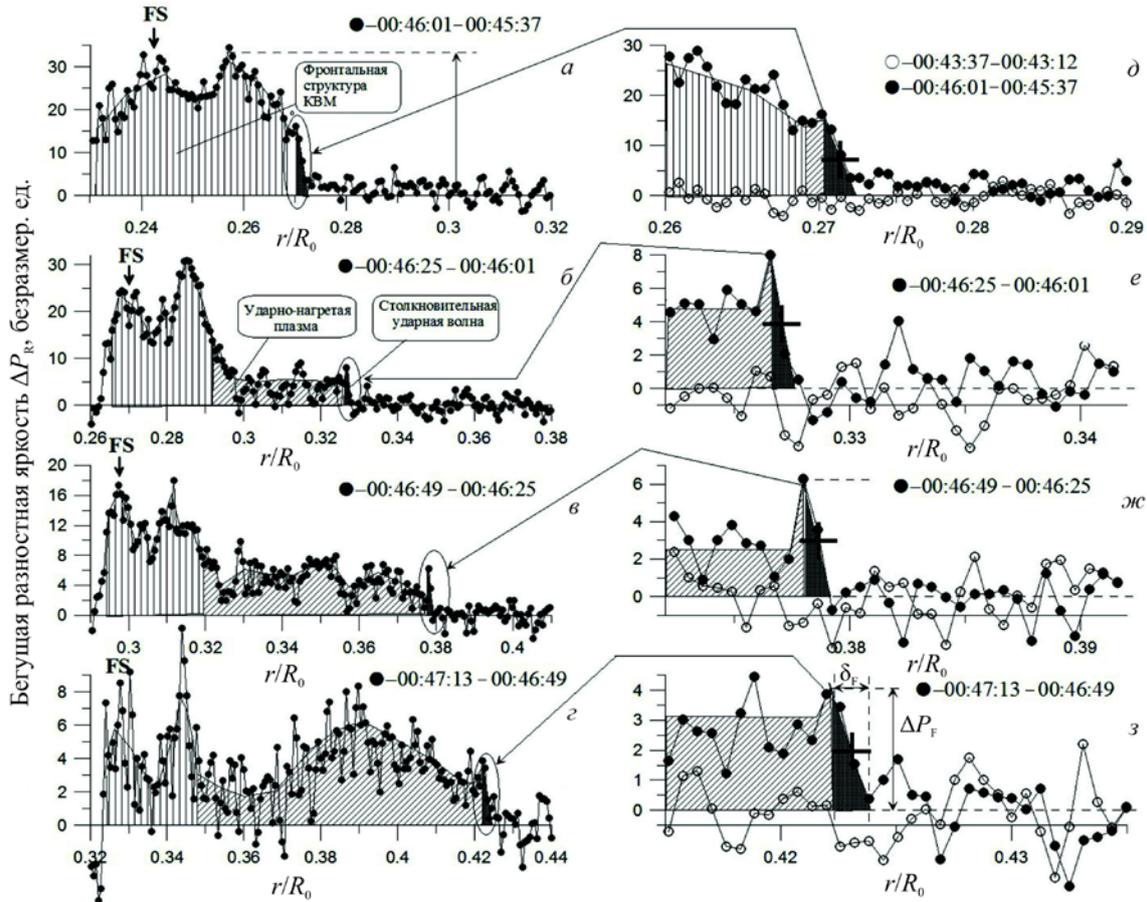


Рис. 8. Распределения бегущей разностной яркости  $\Delta P_R$  в зависимости от расстояния  $r$  в направлении угла  $\alpha=60^\circ$ , исходящего из центра  $O$ , расположенного на расстоянии  $R_c=1.12R_0$  в направлении  $PA=102^\circ$  при  $\delta\alpha=1^\circ$ , в последовательные моменты времени для фронтальной структуры (FS) KBM (а-г). То же самое в более крупном пространственном масштабе (д-з). Событие 25.02.2014 (по данным AIA/SDO в канале 211 Å)

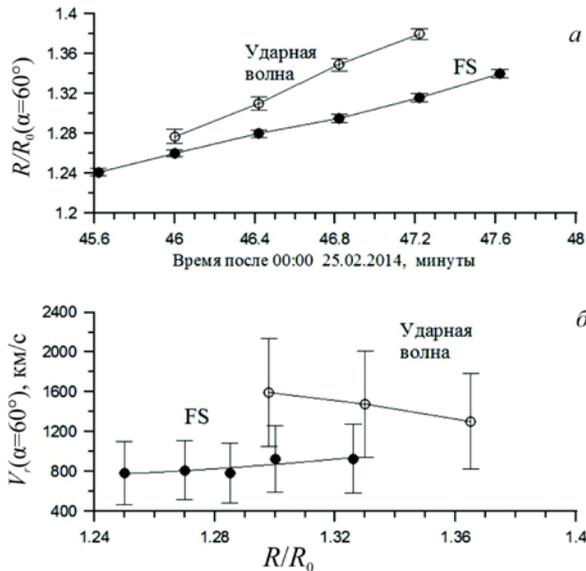


Рис. 9. Кинематическая зависимость  $R(t)$  для фронтальной структуры (FS, черные кружки) и ударного фронта (светлые кружки) в направлении угла  $\delta\alpha=60^\circ$ , исходящего из центра  $O$ , расположенного на расстоянии  $R_c=1.12R_0$  в направлении  $PA=102^\circ$  при  $\delta\alpha=1^\circ$ ;  $R(r, \alpha)=(R_c^2+r^2+2rR_c \cos\alpha)^{1/2}$  (а). Рассчитанные по кривым на рис. 9, а зависимости скорости FS  $V_r^{FS}(\alpha=60^\circ, R)$  (черные кружки) и ударного фронта  $V_r^{Sh}(\alpha=60^\circ, R)$  (светлые кружки) от расстояния  $R$  (б)

Согласно [Eselevich, Eselevich, 2012], образование ударного фронта происходит в случае выполнения условия  $u(R)=V_r^{FS}(R)-V_{sw}(R)>V_a$ , где  $V_{sw}(R)$  — скорость окружающего медленного квазистационарного солнечного ветра;  $V_a$  — локальная альфвеновская скорость. В нашем случае на расстоянии  $R \approx 1.27R_0$ , где зарегистрировано первое появление ударного фронта,  $V_a \approx 400-500$  км/с, а  $V_{sw} < 10$  км/с (см. рис. 5, а в [Eselevich, Eselevich, 2012]). Согласно рис. 9, б  $V_r^{FS}(R)-V_{sw}(R) \approx 800$  км/с  $> V_a$ , т. е. условие возбуждения ударного фронта выполняется.

Ширина фронта  $\delta_F$  характеризует тип ударного фронта или механизм диссипации энергии в нем. На отрезке пути  $\square(1.27 \div 1.35)R_0$   $\delta_F(R) \approx 0.0012R_0 \approx const$ . Фактически величина  $\delta_F$  определяется пространственным разрешением инструмента AIA/SDO, которое составляет  $K \leq 0.0017R_0$ . Это означает, что истинное значение  $\delta_F$  может быть существенно меньше измеряемого. На  $R > 1.35R_0$   $\delta_F$  начинает возрастать. Такое поведение согласуется с рис. 5, б из работы [Eselevich, Eselevich, 2012] и объясняется тем, что на этих расстояниях  $R$  ширина фронта  $\delta_F$  порядка длины свободного пробега  $\lambda_p$  протонов в короне при протон-протонных соударениях, которая быстро возрастает при удалении от Солнца, и на  $R > 1.35R_0$  величина  $\delta_F \approx \lambda_p$  становится больше разрешения инструмента  $K$ . Это означает также, что

механизм диссипации энергии в ударном фронте столкновительный.

Из рис. 9, б следуют еще две важные особенности рассматриваемого события:

1) скорость ударной волны в момент первой регистрации на  $R \approx 1.29R_0$  почти в два раза превышает скорость FS;

2) скорость ударного фронта с расстоянием падает (светлые кружки), а скорость FS растет (черные кружки).

Это позволяет сделать вывод о том, что причиной возникновения ударной волны не может быть магнитный поршень фронтальной структуры KBM, т. е. наблюдаемая ударная волна не может быть поршневой. Она имеет все признаки ударной волны взрывного типа.

На основе проведенного выше анализа можно сделать вывод о том, что возникновение взрывной ударной волны при формировании данного KBM связано с взрывообразным расширением выброшенной с поверхности Солнца магнитной трубки с нагретой плазмой после  $t \approx 00:44:25$  UT (см. рис. 5, б). Возникший в результате такого взрыва импульс полного (теплового плюс магнитного) давления, быстро распространяясь в широком диапазоне углов  $\alpha$  относительно направления движения магнитного жгута, воздействует на структуры 4, 5, 6 (см. рис. 7, з, д), приводя к их слиянию и формированию ускоренно движущейся FS KBM. Этот же импульс давления является причиной возникновения взрывной столкновительной ударной волны перед FS KBM. Аналогичный процесс возбуждения ударной волны в короне в работе [Grechnev et al., 2018] был назван impulsive-piston excitation.

#### 2.4. Динамика KBM на расстояниях $6R_0 < R < 30R_0$ по данным инструмента LASCO C3 для белой короны

Особенность KBM 25.02.2014 состоит в том, что на небольших расстояниях  $R < 1.4R_0$  в результате взрывного расширения выброшенной магнитной трубки происходит формирование FS KBM и взрывной ударной волны. Возникает вопрос: что происходит на больших расстояниях и возникает ли поршневая ударная волна? Это можно выяснить, используя данные для белой короны инструментов LASCO C2 и C3. Однако между 00:48:05 и 01:25:50 UT, когда KBM находился в поле зрения C2, данные C2 отсутствуют. В 00:48:05 UT KBM находился вне поля зрения C2, т. е. на  $R < 2R_0$ , а в 01:25:50 UT лидирующая часть KBM располагалась уже на границе поля зрения C2, т. е. на  $R \approx (6 \div 7)R_0$ . Поэтому воспользуемся данными LASCO C3, поле зрения которого  $\sim (3.7 \div 30)R_0$ .

На рис. 10 показаны изображения в бегущей разностной яркости в белом свете для двух последовательных моментов времени по данным LASCO C3. На них хорошо видна фронтальная структура KBM. Для того чтобы разрешить лидирующую часть FS и ее динамику, были построены распределения бегущей разностной яркости  $\Delta P_R(R)$  в направлении позиционного угла  $PA = 115^\circ$  при  $\delta\alpha = 2^\circ$ .

Результаты представлены на рис. 11. На распределениях  $\Delta P_R(R)$  для лидирующей части KBM для трех

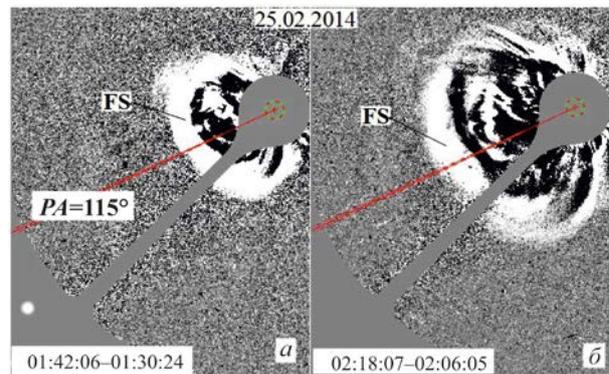


Рис. 10. Изображения в бегущей разностной яркости в белом свете для двух последовательных моментов времени по данным LASCO C3. Сплошной линией показано направление  $PA = 115^\circ$ , штриховыми линиями —  $\delta\alpha = 2^\circ$ . Событие 25.02.2014

последовательных моментов времени (рис. 11, а–в) выделяются три характерные области, соответствующие собственно FS KBM (вертикальная штриховка), ударно-нагретой плазме (наклонная штриховка) и столкновительной ударной волне (светло-серый фон).

Поскольку фронт имеет подножие, то, согласно [Еселевич, Еселевич, 2011], в таких случаях ширина фронта  $\delta_F$  определяется как масштаб, на котором скачок яркости  $\Delta P_F$  на фронте уменьшается от максимального значения непосредственно за фронтом до  $1/10$  величины (на рис. 11, в уровень  $1/10\Delta P_F$  показан горизонтальной штриховой линией). По мере удаления от Солнца  $\delta_F$  возрастает. На  $R \approx 15R_0$  (рис. 11, з) в передней части фронта формируется новый разрыв (обведен кружком), ширина которого  $\delta_F^* \approx 0.2R_0$  порядка пространственного разрешения инструмента C3  $K_{C3} \approx 0.12R_0$  и практически не меняется с расстоянием (рис. 11, д–з).

Попытаемся представить единую кинематическую картину данного события на расстояниях, начиная с  $R \approx (1.0 \div 1.4)R_0$  и кончая  $R \approx (7 \div 21)R_0$  в направлении  $PA = 112^\circ - 115^\circ$  при  $\alpha = 0^\circ$ . С этой целью для расстояний  $R < 1.4R_0$  воспользуемся данными рис. 9, но проведем построение не в направлении  $\alpha = 60^\circ$ , а в направлении  $\alpha = 0^\circ$  с использованием соотношения  $R(r, \alpha = 0^\circ) = r(r, \alpha = 60^\circ) + 1.12R_0$ , где  $R_c = 1.12R_0$  — положение центра О. Это вполне допустимо, поскольку расширение арочных структур, формирующих FS KBM, относительно центра О происходит в направлениях  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = \pm 60^\circ$  примерно с одинаковыми скоростями. Продолжение этой кинематической кривой на участке  $R \approx (7 \div 21)R_0$  строится по профилям  $\Delta P_R(R)$  на рис. 11, на котором в различные моменты времени положения FS указаны вертикальными стрелками (а–з), а положения средней точки ударного фронта — крестиками (д–з). Построенные таким образом кинематические кривые  $R(t)$  для FS (черные кружки), столкновительного ударного (черные треугольники) и бесстолкновительного (крестики) фронтов показаны на рис. 12, а.

На расстояниях  $R < 1.5R_0$  приведены только точки для FS, которые практически сливаются из-за малых расстояний между ними. Определенные по кривым  $R(t)$  указанным выше способом скорости  $V$  в зависи-

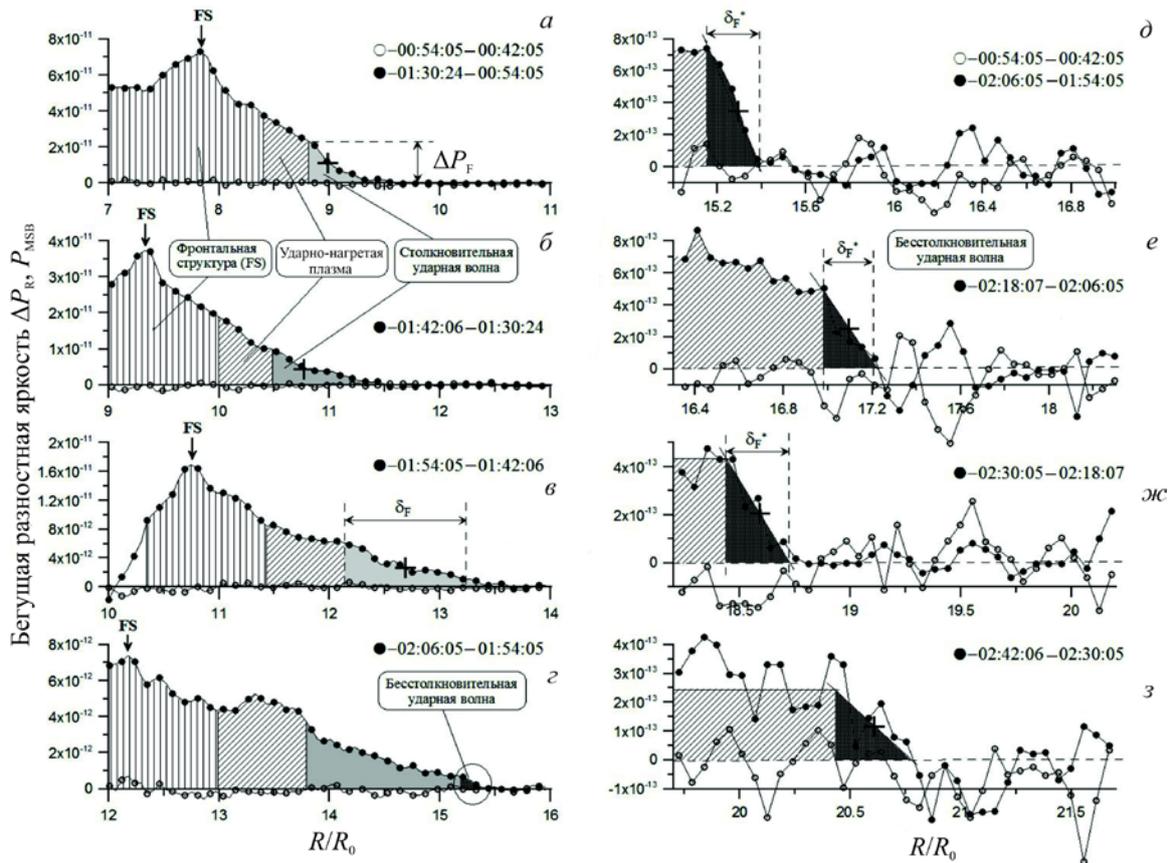


Рис. 11. Распределения бегущей разностной яркости белой короны  $\Delta P_R$  в зависимости от расстояния  $R$  (по данным LASCO C3) для последовательных моментов времени в направлении позиционного угла  $PA=115^\circ$  при  $\delta\alpha=2^\circ$  в более мелком (а–г) и более крупном (д–з) пространственных масштабах. Событие 25.02.2014

мости от  $R$  приведены на рис. 12, б для FS (черные кружки) и взрывной ударной волны (светлые треугольники), а также, на  $R > 7R_0$ , для столкновительной (черные треугольники) и бесстолкновительной (крестики) ударных волн. Там же утолщенной кривой показана зависимость альфвеновской скорости  $V_a(R)$  [Mann et al., 1999, 2003], штриховой кривой — скорости медленного квазистационарного солнечного ветра  $V_{sw}(R)$  [Wang et al., 2000].

Нельзя исключить, что в разных активных областях изменение  $V_a(R)$  может отличаться от усредненной зависимости, полученной в работах [Mann et al., 1999, 2003]. Но нетрудно убедиться, что такое отличие на расстояниях, превышающих  $10R_0$ , не может быть большим. Иначе, полагая, что плотность плазмы и радиальная компонента поля меняются с расстоянием на  $r > 10R_0$  по обоснованному наблюдением на  $r > 10R_0$  по обоснованному наблюдением Земли значения  $\sim 1/R^2$ , можно показать, что на орбите Земли значения магнитного поля и плотности плазмы, используемые для расчета  $V_a(R)$ , будут отличаться от наблюдаемых. По этой причине не вызывает сомнения вывод о том, что наблюдаемые нами на  $r > 10R_0$  скачки яркости, с учетом большой скорости соотносимых с ними структур по сравнению с окружающим медленным ветром, соответствуют ударным волнам. Что касается скачков яркости на  $r < 2R_0$ , то, учитывая возможные изменения плотности плазмы и величины магнитного поля, на этих малых расстояниях трудно ожидать изменения аль-

фвеновской скорости в разных активных областях до значений, превышающих скорость  $V$ , которая, как было показано, изменяется в диапазоне 1250–1600 км/с. Поэтому наш вывод о том, что наблюдаемые скачки яркости на  $r < 2R_0$  соотносятся с ударными волнами, также представляется правильным.

Таким образом, из рис. 12, б видно, что условие возбуждения перед КВМ ударной волны  $u(R) = V_{FS}(R) - V_{sw}(R) > V_a$  выполняется на всех расстояниях  $1R_0 < R < 20R_0$ .

В отличие от расстояний  $R < 1.4R_0$ , на которых скорость  $V_{sh}$  взрывной ударной волны быстро уменьшается с расстоянием, на  $R > 7R_0$   $V_{sh}$  сначала растет, а затем мало меняется с расстоянием  $R$  (рис. 12, б). При этом расстояние между FS и ударным фронтом мало меняется (черные треугольники и черные кружки на рис. 12, а). Это означает, что энергия волны пополняется от поршня, которым является КВМ. Таким образом, на расстояниях  $R > 7R_0$  ударная волна «поршневая». Для обозначения этого типа ударной волны, связанной с КВМ, мы будем использовать термин «поршневая» в кавычках, имея в виду, что кроме поршневого механизма генерации ударной волны, обусловленного непрерывным расширением границы КВМ (поршня), при сверхальфвеновской скорости поступательного движения КВМ относительно окружающего солнечного ветра работает также механизм генерации головной ударной волны.

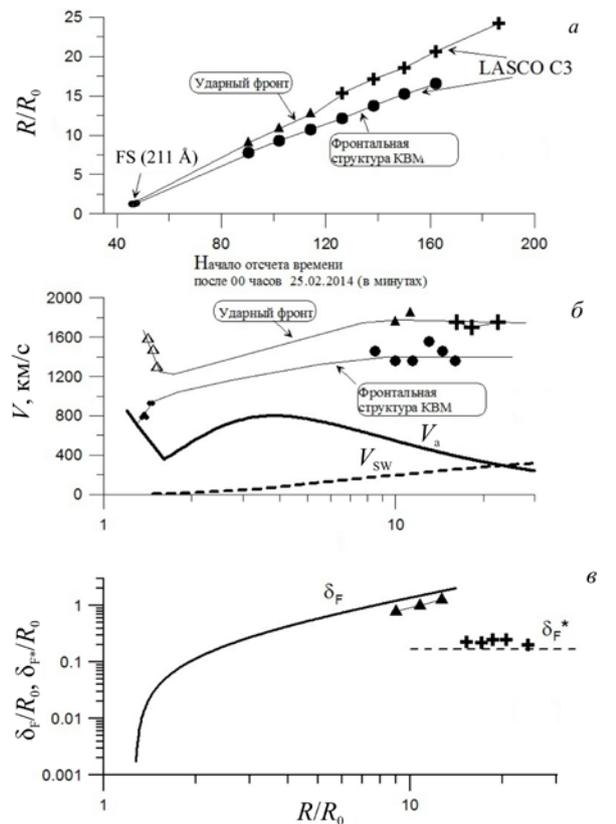


Рис. 12. Панель *a* — кинематическая зависимость  $R(t)$  для фронтальной структуры (FS, черные кружки) и ударного фронта (черные треугольники и крестики) в направлении  $PA=115^\circ$  при  $\delta\alpha=2^\circ$ . На  $R < 1.5R_0$  точки для фронтальной структуры построены по данным в канале 211 Å, на  $R > 1.5R_0$  — по данным LASCO C3 в белом свете. Панель *б* — зависимости от расстояния  $R$  скорости  $V$  фронтальной структуры КВМ (черные кружки), столкновительного ударных фронтов (черные треугольники), вычисленные по кривым на панели *a*. На  $R < 1.5R_0$  скорости фронтальной структуры (черные кружки) и взрывной ударной волны (светлые треугольники) взяты из рис. 9, *б* (подробнее см. в тексте). Сплошная кривая — рассчитанная альфвеновская скорость  $V_a$  в поясе корональных стримеров из [Mann et al., 1999, 2003], штриховая кривая — скорость  $V_{sw}$  квазистационарного медленного СВ в поясе стримеров из работы [Wang et al., 2000]. Панель *в* — ширины ударных фронтов  $\delta_F$  столкновительной (темные треугольники) и  $\delta_F^*$  бесстолкновительной (крестики) волн. Сплошной кривой и горизонтальными штрихами показаны зависимости ширины фронтов  $\delta_F(R)$  и  $\delta_F^*(R)$  соответственно из [Eselevich, Eselevich, 2012], полученные на основе усреднения данных для более чем десяти КВМ со скоростями менее 1500 км/с (по данным C3). Событие 25.02.2014

На рис. 12, *в* сплошной кривой показана зависимость ширины столкновительного ударного фронта  $\delta_F(R) \sim \lambda_p$ , построенная в статье [Eselevich, 2010; Eselevich, Eselevich, 2012] на основе анализа более десятка КВМ со скоростями от нескольких сотен до  $\square 2500$  км/с. В нашем случае черные треугольники близки к этой кривой. Ширина бесстолкновительного ударного фронта  $\delta_F^*$  (крестики на рис. 12, *в*) близка к пространственному разрешению  $K_{C3} \approx 0.12R_0$  (горизонтальные штрихи), что также согласуется с выводами [Eselevich, Eselevich, 2012].

## ВЫВОДЫ

Формирование КВМ 25.02.2014 связано с выбросом и последующим взрывообразным расширением магнитного жгута, возникновение которого, согласно [Chen et al., 2014], является следствием процесса tether-cutting магнитного пересоединения.

Возникший в результате импульс полного (теплового плюс магнитного) давления воздействует на вышележащие корональные арочные структуры, приводя к их слиянию и формированию ускоренно движущейся фронтальной структуры КВМ.

Этот же импульс давления является причиной возникновения взрывной столкновительной ударной волны перед КВМ, скорость которой быстро уменьшается с расстоянием.

На больших расстояниях  $R > 7R_0$  перед КВМ регистрируется «поршневая» столкновительная ударная волна, скорость которой мало меняется с расстоянием.

На  $R \geq 15R_0$  происходит переход от столкновительной ударной волны к бесстолкновительной.

Работа выполнена в рамках государственного задания № 007-00163-18-00 от 12.01.2018.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гибсон Э. Спокойное Солнце. М.: Мир, 1977. С. 125–146.

Еселевич М.В. Об измерении ширины фронта ударной волны впереди коронального выброса массы // *Астрономический журнал*. 2010. Т. 87, № 2. С. 197–208.

Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Некоторые особенности в развитии возмущенной зоны и ударной волны // *Астрономический журнал*. 2011. Т. 88, № 11. С. 1124–1136.

Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Роль всплывающих магнитных трубок при формировании импульсных корональных выбросов массы // *Астрономический журнал*. 2013. Т. 90, № 11. С. 936–947. DOI: [10.7868/S0004629913110017](https://doi.org/10.7868/S0004629913110017).

Еселевич В.Г., Еселевич М.В. Физические отличия в начальной фазе формирования двух типов корональных выбросов массы // *Астрономический журнал*. 2014. Т. 91, № 4. С. 320–331. DOI: [10.7868/S0004629914030037](https://doi.org/10.7868/S0004629914030037).

Еселевич В.Г., Еселевич М.В. Отличия в развитии начальной фазы формирования двух типов корональных выбросов массы // *Космические исследования*. 2015. Т. 53, № 1. С. 24–34. DOI: [10.7868/S0023420615010045](https://doi.org/10.7868/S0023420615010045).

Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Романов В.А. и др. Физический механизм генерации корональных выбросов массы из верхних слоев конвективной зоны // *Изв. Крымской астрофиз. обс.* 2013. Т. 109, № 4. С. 54–60.

Еселевич М., Еселевич В., Зимовец И., Руденко Г. Исследование начальной стадии формирования импульсного коронального выброса массы // *Астрономический журнал*. 2016. Т. 93, № 11. С. 990. DOI: [10.7868/S0004629916100029](https://doi.org/10.7868/S0004629916100029).

Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. С. 89.

Романов В.А., Романов Д.В., Романов К.В. Сброс магнитных полей из зоны действия солнечного динамо в атмосферу Солнца // *Астрономический журнал*. 1993а. Т. 70. С. 1237–1246.

Романов В.А., Романов Д.В., Романов К.В. Сброс магнитных полей из зоны действия солнечного динамо в релаксационную зону // *Астрономический журнал*. 1993б. Т. 70. С. 1247–1256.

Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., et al. Magnetic field instabilities in the solar convective zone // *Rus. J. Eng. Thermophys.* 2000. V. 10. P. 243–262.

- Amari T., Luciani J.F., Mikic Z., Linker J. A twist flux rope model for coronal mass ejections and two-ribbon flare // *Astrophys. J.* 2000. V. 529. P. L49–L52. DOI: [10.1086/312444](https://doi.org/10.1086/312444).
- Antiochos S.K., DeVore C.R., Klimchuk J.A. A model for solar coronal mass ejections // *Astrophys. J.* 1999. V. 510, N 1. P. 485–493. DOI: [10.1086/306563](https://doi.org/10.1086/306563).
- Archontis V., Hood A.W. A Flux Emergence Model for Solar Eruptions // *Astrophys. J.* 2008. V. 674. P. L113–L116. DOI: [10.1086/529377](https://doi.org/10.1086/529377).
- Bemporad A., Raymond J., Poletto G., Romoli M. A comprehensive study of the initiation and early evolution of a coronal mass ejection from ultraviolet and white-light data // *Astrophys. J.* 2007. V. 655. P. 576–590. DOI: [10.1086/509569](https://doi.org/10.1086/509569).
- Chen H., Zhang J., Cheng X., et al. Direct observations of tether-cutting reconnection during a major solar event from 2014 February 24 to 25 // *Astrophys. J. Lett.* 2014. V. 797, N 2, L15. 7 p. DOI: [10.1088/2041-8205/797/2/L15](https://doi.org/10.1088/2041-8205/797/2/L15).
- Eselevich V.G., Eselevich M.V. Disturb zone and piston shock ahead of coronal mass ejection // *Astrophys. J.* 2012. V. 761, N 1, 10 p. DOI: [10.1088/0004-637X/761/1/68](https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/1/68).
- Fainshtein V.G., Egorov Ya.I. Initiation of CMEs associated with filament eruption, and the nature of CME related shocks // *Adv. Space Res.* 2015. V. 55, iss. 3. P. 798–807. DOI: [10.1016/j.asr.2014.05.019](https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.05.019).
- Gibson S.E., Foster D., Burkepile J., et al. the calm before the storm: The link between quiescent cavities and coronal mass ejections // *Astrophys. J.* 2006. V. 641, N 1. P. 590–605. DOI: [10.1086/500446](https://doi.org/10.1086/500446).
- Grechnev V.V., Uralov A.M., Kochanov A.A., et al. A tiny eruptive filament as a flux-rope progenitor and driver of a large-scale CME and wave // *Solar Phys.* 2016. V. 291. P. 1173–1208. DOI: [10.1007/s11207-016-0888-z](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0888-z).
- Grechnev V.V., Lesovoi S.V., Kochanov A.A., et al. Multi-instrument view on solar eruptive events observed with the Siberian Radioheliograph: From detection of small jets up to development of a shock wave and CME // *JASTP.* 2018. V. 174. P. 46–65. DOI: [10.1016/j.jastp.2018.04.014](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.014).
- Hundhausen A.J. Coronal mass ejections // *The Many Faces of the Sun: A Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission.* New York, Springer, 1999. P. 143–200.
- Kliem B., Titov V.S., Török T. Formation of current sheets and sigmoidal structure by the kink instability of a magnetic loop // *Astron. Astrophys.* 2004. V. 413, N 3. P. L23–L26. DOI: [10.1051/0004-6361:20031690](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031690).
- Krall J., Chen J., Santoro R. Drive mechanisms of erupting solar magnetic flux ropes // *Astrophys. J.* 2000. V. 539. P. 964–982. DOI: [10.1086/309256](https://doi.org/10.1086/309256).
- Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.* 2012. V. 275. P. 17–40. DOI: [10.1007/s11207-011-9776-8](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8).
- MacQueen R.M., Fisher R.R. The kinematics of solar inner coronal transients // *Solar Phys.* 1983. V. 89. P. 89–102. DOI: [10.1007/BF00211955](https://doi.org/10.1007/BF00211955).
- Magara T., Longcope D.W. Sigmoid structure of an emerging flux tube // *Astrophys. J.* 2001. V. 559. P. L55–L59. DOI: [10.1086/323635](https://doi.org/10.1086/323635).
- Mann G., Aurass H., Klassen A., et al. Coronal transient waves and coronal shock waves // *ESA SP-446: Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona. Proc. 8th SOHO Workshop (22–25 June 1999, Paris, France).* 1999. P. 477.
- Mann G., Klassen A., Aurass H., Classen H.-T. Formation and development of shock waves in the solar corona and the near-Sun interplanetary space // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 400. P. 329–336. DOI: [10.1051/0004-6361:20021593](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021593).
- Moore R.L., LaBonte B.J. The filament eruption in the 3B flare of July 29, 1973: Onset and magnetic field configuration // *Solar and Interplanetary Dynamics. International Astronomical Union / Union Astronomique Internationale (Symposium No. 91 held in Cambridge, Massachusetts, U.S.A. August 27–31, 1979).* Springer, Dordrecht, 1980. P. 207–211. DOI: [10.1007/978-94-009-9100-2\\_32](https://doi.org/10.1007/978-94-009-9100-2_32).
- Moore R.L., Sterling A.C., Hudson H.S., Lemen J.R. Onset of the magnetic explosion in solar flares and coronal mass Ejections // *Astrophys. J.* 2001. V. 552, N 2. P. 833–848. DOI: [10.1086/320559](https://doi.org/10.1086/320559).
- Moreno-Insertis F., Schussler M., Ferriz-Mas A. Storage of magnetic flux tubes in a convective overshoot // *Astron. Astrophys.* 1992. V. 264, N 2. P. 686–700.
- Patsourakos S., Vourlidis A., Stenborg G. Direct evidence for a fast coronal mass ejection driven by the prior formation and subsequent destabilization of a magnetic flux rope // *Astrophys. J.* 2013. V. 764, N 2, 125. 13 p. DOI: [10.1088/0004-637X/764/2/125](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/125).
- Schmieder B., Démoulin P., Aulanier G. Solar filament eruptions and their physical role in triggering coronal mass ejections // *Adv. Space Res.* 2013. V. 51, iss. 11. P. 1967–1980. DOI: [10.1016/j.asr.2012.12.026](https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.12.026).
- Sheeley N.R.Jr., Walter H., Wang Y.-M., Howard R.A. Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104, N A11. P. 24739–24768. DOI: [10.1029/1999JA900308](https://doi.org/10.1029/1999JA900308).
- Shen Y., Liu Y., Su J. Sympathetic partial and full filament eruptions observed in one solar breakout event // *Astrophys. J.* 2012. V. 750, 12. 13 p. DOI: [10.1088/0004-637X/750/1/12](https://doi.org/10.1088/0004-637X/750/1/12).
- Sterling A.C., Moore R.L. Slow-rise and fast-rise phases of an erupting solar filament, and flare emission onset // *Astrophys. J.* 2005. V. 630, N 2. P. 1148–1159. DOI: [10.1086/432044](https://doi.org/10.1086/432044).
- Temmer M., Veronig A.M., Vršnak B., et al. Acceleration in fast halo CMEs and synchronized flare HXR bursts // *Astrophys. J. Lett.* 2008. V. 673. P. L95–L98. DOI: [10.1086/527414](https://doi.org/10.1086/527414).
- Thernisien A., Vourlidis A., Howard R.A. Forward modeling of coronal mass ejection using STEREO/SECCHI data // *Solar Phys.* 2009. V. 256. P. 111–130. DOI: [10.1007/s11207-009-9346-5](https://doi.org/10.1007/s11207-009-9346-5).
- Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. Basic computations and summary of the results // *Astrophys. J.* 1973. V. 184. P. 605–631. DOI: [10.1086/152353](https://doi.org/10.1086/152353).
- Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1976. V. 30. P. 1–60. DOI: [10.1086/190356](https://doi.org/10.1086/190356).
- Wang Y.-M., Sheeley N.R., Socker D.G., et al. The dynamical nature of coronal streamers // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 25,133–25,142. DOI: [10.1029/2000JA000149](https://doi.org/10.1029/2000JA000149).
- Zagaynova Iu.S., Fainshtein V.G. How do fast impulse CMEs related to powerful flares but unrelated to eruptive filaments appear and move? // *Adv. Space Res.* 2015. V. 55, iss. 3. P. 822–834. DOI: [10.1016/j.asr.2014.05.032](https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.05.032).
- Zhang J., Wang J., Deng Y., Wu D. Magnetic flux cancellation associated with the major solar event on 2000 July 14 // *Astrophys. J.* 2001. V. 548. P. L99–L102.  
URL: <https://www.nso.edu/telescopes/nisp> (дата обращения 27 марта 2020 г.).  
URL: <http://gong2.nso.edu> (дата обращения 27 марта 2020 г.).

## REFERENCES

Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K. Magnetic field instabilities in the solar convective zone. *Rus. J. Eng. Thermophys.* 2000, vol. 10, pp. 243–262.

Amari T., Luciani J.F., Mikic Z., Linker J. A twist flux rope model for coronal mass ejections and two-ribbon flare. *Astrophys. J.* 2000, vol. 529, pp. L49–L52. DOI: [10.1086/312444](https://doi.org/10.1086/312444).

Antiochos S.K., DeVore C.R., Klimchuk J.A. A model for solar coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 1999, vol. 510, no. 1, pp. 485–493. DOI: [10.1086/306563](https://doi.org/10.1086/306563).

Archontis V., Hood A.W. A flux emergence model for solar eruptions. *Astrophys. J.* 2008, vol. 674, pp. L113–L116. DOI: [10.1086/529377](https://doi.org/10.1086/529377).

- Bemporad A., Raymond J., Poletto G., Romoli M. A comprehensive study of the initiation and early evolution of a coronal mass ejection from ultraviolet and white-light data. *Astrophys. J.* 2007, vol. 655, pp. 576–590. DOI: [10.1086/509569](https://doi.org/10.1086/509569).
- Chen H., Zhang J., Cheng X., Ma S., Yang S., Li T. Direct observations of tether-cutting reconnection during a major solar event from 2014 February 24 to 25. *Astrophys. J. Lett.* 2014, vol. 797, no. 2, L15, 7 p. DOI: [10.1088/2041-8205/797/2/L15](https://doi.org/10.1088/2041-8205/797/2/L15).
- Eselevich M.V. Detecting the width of shock front preceding CME. *Astronomy Report.* 2010, vol. 54, no. 2, pp. 197–208.
- Eselevich M.V., Eselevich V.G. Some properties of the development of the perturbed zone and shock preceding a coronal mass ejection. *Astronomy Reports.* 2011, vol. 55, no. 11, pp. 1038–1050.
- Eselevich V., Eselevich M. Disturb zone and piston shock ahead of coronal mass ejection. *Astrophys. J.* 2012, vol. 761, no. 1, 10 p. DOI: [10.1088/0004-637X/761/1/68](https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/1/68).
- Eselevich V.G., Eselevich M.V. The role of rising magnetic tubes in the formation of impulsive coronal mass ejections. *Astronomy Reports.* 2013, vol. 57, no. 11, pp. 860–871. DOI: [10.1134/S1063772913110012](https://doi.org/10.1134/S1063772913110012).
- Eselevich V.G., Eselevich M.V. Physical differences between the initial phase of the formation of two types of coronal mass ejections. *Astronomy Reports.* 2014, vol. 58, no. 4, pp. 260–271. DOI: [10.1134/S1063772914030032](https://doi.org/10.1134/S1063772914030032).
- Eselevich V.G., Eselevich M.V. Differences in the development of the initial phase of the formation of two types of coronal mass ejections. *Cosmic Res.* 2015, vol. 53, no. 1, pp. 21–30. DOI: [10.1134/S0010952515010049](https://doi.org/10.1134/S0010952515010049).
- Eselevich V.G., Eselevich M.V., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V., Kucherov N.V. Physical mechanisms for the generation of coronal mass ejections from the upper layers of the convective zone. *Izvestiya Krymskoi Astrofizicheskoi Observatorii* [Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory]. 2013, vol. 109, no. 4, pp. 54–60. (In Russian).
- Eselevich V.G., Eselevich M.V., Zimovets I.V., Rudenko G.V. Initial formation of an “impulsive” coronal mass ejection. *Astronomy Reports.* 2016, vol. 60, no. 11, pp. 1016–1027. DOI: [10.1134/S1063772916100024](https://doi.org/10.1134/S1063772916100024).
- Fainshtein V.G., Egorov Ya.I. Initiation of CMEs associated with filament eruption, and the nature of CME related shocks. *Adv. Space Res.* 2015, vol. 55, iss. 3, pp. 798–807. DOI: [10.1016/j.asr.2014.05.019](https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.05.019).
- Gibson E. *Spokoinoe Solntse* [The Quiet Sun]. Moscow, Mir Publ., 1977, pp. 125–146. (In Russian). (English edition: Gibson E.G. The Quiet Sun. National Aeronautics and Space Administration, Scientific and Technical Information Office, 1973, 330 p.).
- Gibson S.E., Foster D., Burkepile J., de Toma G., Stanger A. The calm before the storm: The link between quiescent cavities and coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 2006, vol. 641, no. 1, pp. 590–605. DOI: [10.1086/500446](https://doi.org/10.1086/500446).
- Grechnev V.V., Uralov A.M., Kochanov A.A., Kuzmenko I.V., Prosovetsky D.V., Egorov Y.I., Fainshtein V.G., Kashapova L.K. A tiny eruptive filament as a flux-rope progenitor and driver of a large-scale CME and wave. *Solar Phys.* 2016, vol. 291, pp. 1173–1208. DOI: [10.1007/s11207-016-0888-z](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0888-z).
- Grechnev V.V., Lesovoi S.V., Kochanov A.A., Uralov A.M., Altyntsev A.T., Gubin A.V., Zhdanov D.A., Ivanov E.F., Smolkov G.Ya., Kashapova L.K. Multi-instrument view on solar eruptive events observed with the Siberian Radioheliograph: From detection of small jets up to development of a shock wave and CME. *JASTP.* 2018, vol. 174, pp. 46–65. DOI: [10.1016/j.jastp.2018.04.014](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.014).
- Hundhausen A.J. Coronal mass ejections. *The Many Faces of the Sun: A Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission.* New York, Springer, 1999, pp. 143–200.
- Kliem B., Titov V.S., Török T. Formation of current sheets and sigmoidal structure by the kink instability of a magnetic loop. *Astron. Astrophys.* 2004, vol. 413, no. 3, pp. L23–L26. DOI: [10.1051/0004-6361:20031690](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031690).
- Krall J., Chen J., Santoro R. Drive mechanisms of erupting solar magnetic flux ropes. *Astrophys. J.* 2000, vol. 539, pp. 964–982. DOI: [10.1086/309256](https://doi.org/10.1086/309256).
- Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., Boerner P.F., Chou C., Drake J.F., Duncan D.W., Edwards C.G., Friedlaender F.M., et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* 2012, vol. 275, pp. 17–40. DOI: [10.1007/s11207-011-9776-8](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8).
- MacQueen R.M., Fisher R.R. The kinematics of solar inner coronal transients. *Solar Phys.* 1983, vol. 89, pp. 89–102. DOI: [10.1007/BF00211955](https://doi.org/10.1007/BF00211955).
- Magara T., Longcope D.W. Sigmoid structure of an emerging flux tube. *Astrophys. J.* 2001, vol. 559, pp. L55–L59. DOI: [10.1086/323635](https://doi.org/10.1086/323635).
- Mann G., Aurass H., Klassen A., Estel C., Thompson B.J. Coronal transient waves and coronal shock waves. *ESA SP-446: Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona. Proc. 8th SOHO Workshop (22–25 June 1999, Paris, France).* 1999, p. 477.
- Mann G., Klassen A., Aurass H., Klassen H.-T. Formation and development of shock waves in the solar corona and the near-Sun interplanetary space. *Astron. Astrophys.* 2003, vol. 400, pp. 329–336. DOI: [10.1051/0004-6361:20021593](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021593).
- Moore R.L., LaBonte B.J. The filament eruption in the 3B flare of July 29, 1973: Onset and magnetic field configuration. *Solar and Interplanetary Dynamics. International Astronomical Union / Union Astronomique Internationale (Symposium No. 91 held in Cambridge, Massachusetts, U.S.A. August 27–31, 1979).* Springer, Dordrecht, 1980, pp. 207–211. DOI: [10.1007/978-94-009-9100-2\\_32](https://doi.org/10.1007/978-94-009-9100-2_32).
- Moor R.L., Sterling A.C., Hudson H.S., Lemen J.R. Onset of the magnetic explosion in solar flares and coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 2001, vol. 552, no. 2, pp. 833–848. DOI: [10.1086/320559](https://doi.org/10.1086/320559).
- Moreno-Insertis F., Schussler M., Ferriz-Mas A. Storage of magnetic flux tubes in a convective overshoot. *Astron. Astrophys.* 1992, vol. 264, no. 2, pp. 686–700.
- Patsourakos S., Vourlidas A., Stenborg G. Direct evidence for a fast coronal mass ejection driven by the prior formation and subsequent destabilization of a magnetic flux rope. *Astrophys. J.* 2013, vol. 764, no. 2, 125, 13 p. DOI: [10.1088/0004-637X/764/2/125](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/125).
- Priest E.R. *Solnechnaya magnitogidrodinamika* [Solar magnetohydrodynamics]. Moscow, Mir Publ., 1985, p. 89. (In Russian). (English edition: Priest E.R. Solar Magnetohydrodynamics. Springer Netherlands, 1982, 469 p. (Geophysics and Astrophysics Monographs, vol. 21)).
- Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V. Outburst of magnetic fields from the zone of action of the solar dynamo into the atmosphere of the Sun. *Astronomicheskii zhurnal* [Astronomy Reports]. 1993a, vol. 70, pp. 1237–1246. (In Russian).
- Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V. The ejection of magnetic fields from the solar dynamo to the relaxation zone. *Astronomicheskii zhurnal* [Astronomy Reports]. 1993b, vol. 70, pp. 1247–1256. (In Russian).
- Schmieder B., Démoulin P., Aulanier G. Solar filament eruptions and their physical role in triggering coronal mass ejections. *Adv. Space Res.* 2013, vol. 51, iss. 11, pp. 1967–1980. DOI: [10.1016/j.asr.2012.12.026](https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.12.026).
- Sheeley N.R.Jr., Walter H., Wang Y.-M., Howard R.A. Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.* 1999, vol. 104, no. A11, pp. 24739–24768. DOI: [10.1029/1999JA900308](https://doi.org/10.1029/1999JA900308).
- Shen Y., Liu Y., Su J. Sympathetic partial and full filament eruptions observed in one solar breakout event. *Astrophys. J.* 2012, vol. 750, 12, 13 p. DOI: [10.1088/0004-637X/750/12](https://doi.org/10.1088/0004-637X/750/12).
- Sterling A.C., Moore R.L. Slow-rise and fast-rise phases of an erupting solar filament, and flare emission onset. *Astrophys. J.* 2005, vol. 630, no. 2, pp. 1148–1159. DOI: [10.1086/432044](https://doi.org/10.1086/432044).

Temmer M., Veronig A.M., Vršnak B., Rybák J., Gömöry P., Stoiser S., Maričić D. Acceleration in fast halo CMEs and synchronized flare HXR bursts. *Astrophys. J. Lett.* 2008, vol. 673, pp. L95–L98. DOI: [10.1086/527414](https://doi.org/10.1086/527414).

Thernisien A., Vourlidas A., Howard R.A. Forward modeling of coronal mass ejection using STEREO/SECCHI data. *Solar Phys.* 2009, vol. 256, pp. 111–130. DOI: [10.1007/s11207-009-9346-5](https://doi.org/10.1007/s11207-009-9346-5).

Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. Basic computations and summary of the results. *Astrophys. J.* 1973, vol. 184, pp. 605–631. DOI: [10.1086/152353](https://doi.org/10.1086/152353).

Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1976, vol. 30, pp. 1–60. DOI: [10.1086/190356](https://doi.org/10.1086/190356).

Wang Y.-M., Sheeley N.R., Socker D.G., Howard R.A., Rich N.B. The dynamical nature of coronal streamers. *J. Geophys. Res.* 2000, vol. 105, pp. 25,133–25,142. DOI: [10.1029/2000JA000149](https://doi.org/10.1029/2000JA000149).

Zagainova Iu.S., Fainshtein V.G. How do fast impulse CMEs related to powerful flares but unrelated to eruptive filaments appear and move? *Adv. Space Res.* 2015, vol. 55, iss. 3, pp. 822–834. DOI: [10.1016/j.asr.2014.05.032](https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.05.032).

Zhang J., Wang J., Deng Y., Wu D. Magnetic flux cancellation associated with the major solar event on 2000 July 14. *Astrophys. J.* 2001, vol. 548, pp. L99–L102.

URL: <https://www.nso.edu/telescopes/nisp> (accessed March 27, 2020).

URL: <http://gong2.nso.edu> (accessed March 27, 2020).

Как цитировать эту статью:

Еселевич В.Г., Еселевич М.В. Особенности начальной стадии формирования быстрого коронального выброса массы 25 февраля 2014 г. *Солнечно-земная физика.* 2020. Т. 6, № 3. С. 3–17. DOI: [10.12737/szf-63202001](https://doi.org/10.12737/szf-63202001).