

РАСШИРЕНИЕ ИСТОЧНИКА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И “МАГНИТНАЯ ДЕТОНАЦИЯ” В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

© 2023 г. А. Б. Струминский^{1*}, А. М. Садовский¹, И. Ю. Григорьева²

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 23.08.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Регистрация радиоизлучения солнечных вспышек на частотах ниже ~ 2 ГГц позволяет делать верхние оценки характерного размера источника мягкого рентгеновского (SXR) излучения $L(t)$ в предположении, что плотность $n(t)$ определяется плазменной частотой ν_p . Если SXR источник с большей плотностью находится внутри радиоисточника, то размер SXR источника будет $L(t) < (EM(t)/2n(t)^2)^{1/3}$, где $EM(t)$ — мера эмиссии. Для трех вспышек (C7.2 22.12.2009), (M2.9 06.07.2012) и (X1.1 06.07.2012) рассчитываются скорости расширения SXR источника $V(t) \sim dL(t)/dt$, которые сравниваются с оценками скорости звука и альвеновской скорости. Под “магнитной детонацией” мы понимаем процесс распространения магнитного пересоединения со сверхзвуковой скоростью в эруптивных вспышках. “Магнитная детонация” и последующий корональный выброс массы (КВМ) реализовывались во вспышках (C7.2 22.12.2009) и (X1.1 06.07.2012), в которых сверхзвуковые и сверхальвеновские скорости достигались, если плотность SXR источника была ниже 2.1×10^9 и 7.4×10^8 см⁻³ ($\nu_p < 410$ и < 245 МГц) соответственно. “Магнитной детонации” и КВМ не было во вспышке (M2.9 06.07.2012), частоты радиоизлучения которой были только выше 1415 МГц ($n > 2.5 \times 10^{10}$ см⁻³). Для “магнитной детонации” во вспышке (X1.1 06.07.2012) сделаны оценки величин магнитного поля, напряженности электрического поля пересоединения, потока плазмы и массы КВМ.

Ключевые слова: солнечные вспышки, рентгеновское и радиоизлучение, ускорение корональных выбросов массы.

DOI: 10.31857/S0320010823110086, EDN: RYAFPY

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы возникновения солнечных вспышек и развития корональных выбросов массы (КВМ), а также их взаимосвязи исследуются очень давно (см., например, Гослинг, 1993; Швестка, 1995, 2001; Швестка, Клайвер, 1992), однако решение данных вопросов еще далеко от своего окончания. В работе развивается качественная модель возникновения КВМ в процессах множественного пересоединения, что аналогично процессу детонации, который ниже назван “магнитной детонацией”. Детонация по определению — самоподдерживающийся процесс распространения зоны химической реакции со сверхзвуковой скоростью за счет энергии, выделяющейся в данной реакции. Детонация

предполагает разогрев и сжатие вещества, например, при объемной детонации. Под “магнитной детонацией” мы подразумеваем процесс распространения множественного магнитного пересоединения со сверхзвуковой скоростью в эруптивных вспышках, приводящий к ускорению коронального выброса массы (КВМ) с предельными скоростями (Струминский и др., 2022). Фактически понятие “магнитной детонации” использовалось, например, для определения скорости стационарной ударной волны при подъеме сильного магнитного поля в корону в солнечной вспышке (Леденев, 1980).

Более того, описываемый нами процесс полностью соответствует ускорению классической волны детонации (Зельдович, Компанец, 1955; Великович, Либерман, 1987), но с заменой энергии химических реакций на энергию пересоединения магнитного поля.

*Электронный адрес: astrum@cosmos.ru

Хадсон в своей работе (Хадсон, 2000) рассмотрел две роли коронального магнитного поля, которое не только содержит в себе энергию, но и поддерживает пространственную структуру плазмы в силу вмороженности поля, и сделал вывод о необходимости имплозии (сжатия магнитного поля) в корональных транзиентных явлениях, в частности, эруптивных вспышках и КВМ. Противопоставляя взрыву (*outward motions*) имплозию (*inward motions*), ставилась задача поиска следов имплозии в наблюдениях (Хадсон, 2000), которые, например, были отождествлены в работе (Ванг и др., 2018). По нашему мнению, искомая имплозия возникает при нагреве (выделении энергии) внутри замкнутой оболочки при развитии эруптивных вспышек (КВМ). Здесь замкнутая оболочка — это внешнее (крупномасштабное по отношению к активной области) магнитное поле. Такая имплозия естественным образом возникает при детонации.

Следует заметить, что в литературе описаны модели вспышек с множественным магнитным пересоединением в рамках так называемой *breakout* модели (Антиочос и др., 2019). В нашей работе наличие магнитного жгута, лежащего на аркаде петель, не является необходимым условием, эрупция возникает не под действием сил Лоренца, а в результате действия газодинамических сил давления. Вещество КВМ не представляет собой материал холодного замагниченного жгута, а появляется в результате интенсивного “хромосферного испарения” и подъема “испарившегося” вещества вверх в корону. В результате энерговыделения и ускорения электронов происходят нагрев вещества, расширение замкнутых магнитных структур, поджатие вещества сверху над ними. Магнитное пересоединение в этом случае происходит при сближении разнонаправленных магнитных силовых линий в 3D структуре поля над активной областью, например, в результате тиринг-неустойчивости (Галеев и др., 1981). Для реализации такого выделения энергии необходим длительный непрерывный подвод новых магнитных потоков в область вспышки. Выделение энергии (превышение интенсивности излучения над фоновой интенсивностью, собственно, солнечная вспышка) происходит только при подводе новой магнитной энергии (Ховард, Пиццо, 2016; Ховард и др., 2017; Рип, Книжник, 2019; Хейварте и др., 1977). Такой подход использовался авторами работы (Анцер, Пнойман, 1982), а сама идея множественного пересоединения возникла намного раньше (см., например, Старрок и др., 1984).

Провокационная статья (Гослинг, 1993) породила непрекращающиеся споры о взаимосвязи солнечных вспышек и КВМ. По мнению (Швестка, 1995, 2001) КВМ — неотъемлемая часть мощных эруптивных вспышек. Понятие “эруптивных вспышек” было введено (Швестка, Клайвер, 1992;

Швестка, 1995) для всех вспышек (как с хромосферными эффектами, так и без них), которые приводят к эрупции (выбросу). Физические, пространственные и временные взаимосвязи между вспышками и КВМ во всем их многообразии продолжают оставаться актуальной задачей солнечной физики. Для ее решения необходимо как можно точнее знать кинематические характеристики выброса и последующего КВМ во всех фазах у различных солнечных вспышек.

В обзоре (Вржжак, Клайвер, 2008) рассматривались два различных взгляда на происхождение ударных волн в короне — КВМ или солнечные вспышки. Подчеркивалось, что механизм формирования ударных волн в обоих случаях может быть одинаковым, даже если драйвер предполагает принципиально различную физическую природу. Например, КВМ, движущийся под действием магнитного поля, и расширение горячих корональных петель, вызванное импульсом давления, могут создать ударную волну трехмерным поршневым механизмом. При этом различие механизмов проявится позже, поскольку в первом случае волна распространяется при непрерывном подводе энергии, а во втором — свободно. Однако в любом случае для достижения драйвером постоянной скорости необходимо ускорение, которое требует времени. Поэтому всегда должно быть запаздывание между началом движения (развитием неустойчивости) и моментом формирования ударной волны.

В работе (Струминский и др., 2020) эруптивные вспышки были разделены на два класса — с выраженной и невыраженной импульсной фазой. Количественные параметры, разделяющие эти два класса эруптивных вспышек, — производные по времени температуры (T) и меры эмиссии (EM) плазмы, излучающей мягкие рентгеновские лучи (SXR). В работе (Струминский и др., 2021) была рассмотрена связь солнечного плазменного радиоизлучения на частотах < 1415 МГц и динамики производных T и EM плазмы (dT/dt и dEM/dt) с ускорением КВМ, развит метод шивки равномерного движения КВМ в поле зрения LASCO и необходимого равноускоренного движения КВМ. В частности, было показано, что для мощных импульсных вспышек без КВМ для его ускорения не хватало времени и расстояния.

Здесь мы рассматриваем вспышку как результат взаимодействия магнитных полей противоположных направленностей, но учитываем, что структура магнитных полей — трехмерная, а сами поля меняются во времени. Источник магнитного поля — движения плазмы под фотосферой. С этой точки зрения область над активной областью — это открытая система, непрерывно подпитываемая

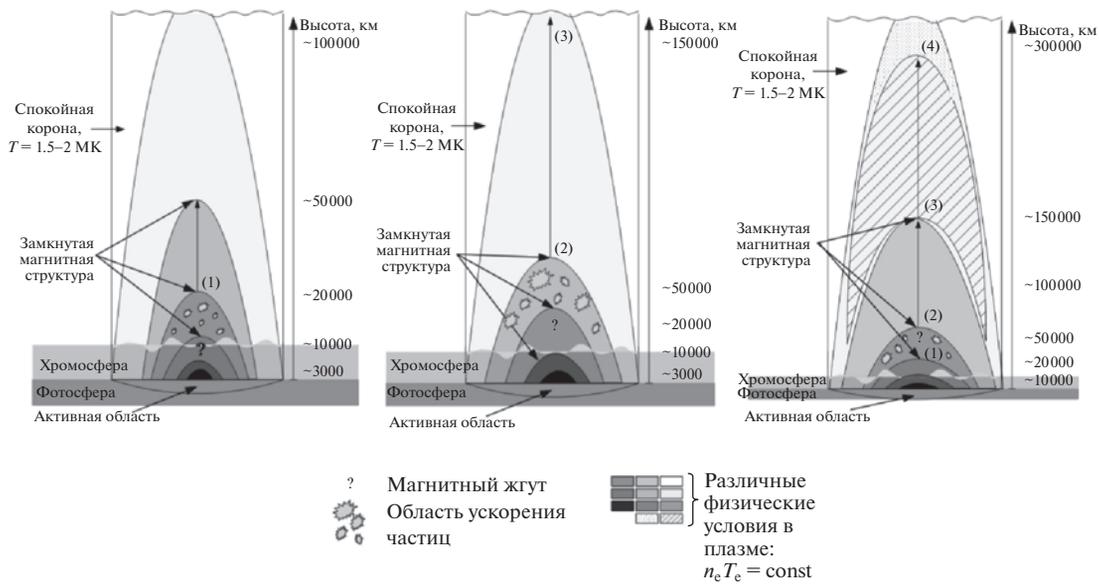


Рис. 1. Предполагаемая схема развития вспышек. Цифры в скобках соответствуют характерным частотам 1 — 1415 МГц, 2 — 610–410 МГц, 3 — 245 МГц и 4 — IV тип радиоизлучения менее 180 МГц. Панели различаются масштабом по высоте: вспышка без КВМ развивается на высотах менее 50 Мм, плазменное радиоизлучение на частотах менее 1415 МГц не наблюдается (а); корональная вспышка с КВМ развивается на высотах более 50 Мм, наблюдается только плазменное радиоизлучение на частотах менее 1415 МГц (б); комбинированная вспышка с КВМ развивается на высотах более 20 Мм с последующим формированием постэруптивной аркады, наблюдаются плазменное радиоизлучение на частотах 1415–245 МГц и IV тип на частоте менее 180 МГц (в).

энергией из-под фотосферы. Предположения нашей модели не противоречат “классическим” моделям вспышки, а представляет собой модификацию и развитие принятых моделей. В рамках нашей модели КВМ представляет собой горячую магнитную структуру, расширяющуюся при непрерывном подводе вещества и энергии в результате хромосферного испарения и магнитного пересоединения, а не холодный и плотный магнитный жгут. Общий сценарий процесса показан на рис. 1, а реальная топология магнитного поля описана в работе (Ауланьер и др., 2013). Вспышки, в которых не ускоряются КВМ, т.е. не развивается процесс “магнитной детонации”, выделяются топологией магнитного поля (см., например, Васантарау и др., 2023). В рамках представленного подхода предполагается, что существует множество токовых слоев, в которых при пересоединении выделяется энергия магнитного поля, привнесенная в активную область за время вспышки (десятки минут в случае длительных эруптивных вспышек), т.е. энергия вспышки — это энергия, возникающая при пересоединении во множестве токовых слоев. Магнитная энергия, запасенная в активной области до длительной вспышки, позволяет организовать неустойчивость — начало вспышки. Проблема “магнитной детонации” рассматривается ниже с наблюдательной точки зрения на примере трех вспышек — C7.2 (22.12.2009)

(соответствует рис. 1б), M2.9 (06.07.12) (рис. 1а) и X1.1 (06.07.2012) (рис. 1в).

Вспышка M2.9 06 июля 2012 г., известная по работе (Алтынцев и др., 2017), уже использовалась нами как пример импульсной вспышки без КВМ (Струминский и др., 2021; Григорьева, Струминский, 2021). Вспышка C7.2 22 декабря 2009 г. была обнаружена случайно при анализе соотношений между максимумами температуры и меры эмиссии (Григорьева и др., 2021), оказалось, что ее радиоизлучение было ограничено частотами <math>< 1415</math> МГц. Сравнение вспышек C7.2 22.12.2009 и M2.9 06.07.2012 показало, что они различались местом первичного энерговыделения — ускорения электронов (Григорьева и др., 2021). В первом случае вспышка развивалась только на высотах более 65 Мм, а во втором случае — заведомо менее 45 Мм.

По всей видимости, вспышки, ограниченные сверху или снизу по высоте (рис. 1а,б), составляют неотъемлемую часть длительных и более мощных эруптивных вспышек (например, X1.1 06.07.2012) (рис. 1в), которые развиваются во всем диапазоне корональных высот (Струминский и др., 2020). Вспышка X1.1 06.07.2012 примечательна своим соотношением между наблюдавшимся SXR, HXR (жесткими рентгеновскими лучами) (Струминский, Ган, 2015) и гамма-излучением >100 МэВ FermiLAT (Аккерманн и др., 2014). Также она

Таблица 1. Некоторые характеристики рассматриваемых событий

A	22.12.2009 04:53			06.07.2012 01:38			06.07.2012 23:03		
	C7.2/S26W46			M2.9/S18W41			X1.1/S13W59		
B(min)	-3	+3	+7	-1	+2	+4	-2	+5	+11
C(min)	+1.77/+3.72		+3.27	+1.52		+2.64	+4.22		+6.00
D(min/км · с ⁻¹)	+61		318	нет данных			+16		1850
E(min)	+0	+2	+4	нет данных			+2	+3	+4
F(min/sfu/min)	нет данных			0	320	+1	+3	1900	+20
G(min)	+4	+4	—	нет данных			+1	+6	—

Примечание. A — нулевое время UT, балл и координаты вспышки, B — начало, максимум и конец SXR вспышки (GOES); C — время T_{\max} и EM_{\max} ; D — время первого появления КВМ и его средняя скорость (LASCO-C2 и C3); E — моменты начала, максимума и конца радиоизлучения, зарегистрированного на частоте 245 МГц (RSTN); F — момент, величина максимума и конец излучения на 8.8 ГГц (sfu); G — начало радиовсплесков III, II и IV типов.

сопровождалась КВМ со скоростью, близкой к предельной, — максимальной альвеновской скорости в короне (скоростью первого появления 3276 км/с и средней скоростью 1828 км/с (Гопалсвами и др., 2013, 2016). С большой вероятностью КВМ был ускорен до сверхальвеновской скорости.

ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ

События рассматриваются в единой шкале времени (табл. 1, 2 и рис. 1–15) относительно выбранного нуля. Для M2.9 06.07.2012 и X1.1 06.07.2012 — это начало радиоизлучения на частоте 8.8 ГГц. Для вспышки C7.2 22.12.2009, в которой радиоизлучение на частотах более 1415 МГц, не наблюдалось, за ноль принято начало излучения на частотах 610–245 МГц. Информация по вспышкам взята из файлов YYYYMMDDevents.txt (cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/), а по КВМ — из данных cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/.

Для создания представлений о пространственном развитии вспышек используются данные радиоизлучения Radio Solar Telescope Network (RSTN ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/). Были выбраны частоты 1415, 610, 410 и 245 МГц, излучение на которых обусловлено разными физическими механизмами (гиротронный, тепловой и плазменный механизмы излучения (Ашванден, 2009), а следовательно, разными физическими условиями для взаимодействия ускоренных электронов. По стандартным представлениям (Ашванден, 2006) первичное энерговыделение в эруптивных вспышках происходит в областях короны с характерной плотностью $3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$

(плазменная частота 492 МГц). Если одновременно наблюдается радиоизлучение на частотах 1415, 610, 410 и 245 МГц, то энерговыделение может идти как выше, так и ниже области стандартного первичного энерговыделения.

Начало импульсного энерговыделения во вспышках отождествляют с началом HXR и микроволнового излучения, которое обычно совпадает с ростом производной по времени интенсивности SXR излучения (эффект Нойперта (Нойперт, 1968)). Ашванден (2021) предложил использовать эффект Нойперта для определения момента начала ускорения КВМ. Однако в приближении однопериодической плазмы интенсивность SXR является произведением функции температуры $f(T)$ на меру эмиссии EM : $J_{SXR} = f(T)EM$ и, следовательно,

$$\frac{dI_{SXR}}{dt} = \frac{df(T)}{dT} \frac{dT}{dt} EM + \frac{dEM}{dt} f(T).$$

Во многих вспышках присутствует фаза нагрева (Хадсон, 2021; Струминский и др., 2021; Григорьева, Струминский, 2021; Струминский, Григорьева, 2022) и нет значимого изменения EM . По нашим представлениям ускорение КВМ связано именно с изменением меры эмиссии и начинается в момент начала роста dEM/dt на фоне продолжающегося роста температуры плазмы.

Мы обращаем внимание на изменение высотного профиля концентрации плазмы в эруптивных вспышках, которое не учитывалось другими авторами и которое, возможно, является ключом к пониманию природы КВМ. Регистрации излучения на частотах менее 2 ГГц, где тепловое и плазменное излучение преобладает над гиротронным (например, фиксированные частоты RSTN 1415, 610, 410 и 245 МГц), позволяет оценить концентрацию электронов плазмы $n_0(t)$ (здесь и

далее мы считаем, что концентрации электронов и протонов равны, и ниже говорим о концентрации плазмы) по плазменной частоте $\nu_p = 9000n_0^{1/2}$ и характерный размер $L_0(t)$ радиоисточника по наблюдениям SXR излучения.

Предположим, что в области радиоисточника находится SXR источник с концентрацией $n(t)$, где $n(t) > n_0(t)$, и характерным размером $L(t) < L_0(t)$. Из SXR наблюдений вычисляются температура $T(t)$ и мера эмиссии $EM(t)$ вспышечного источника. Здесь и далее мы считаем, что идеи наблюдений радиовсплесков II и IV типов на частотах < 180 МГц остаются верными и для больших частот. Если источник SXR излучения представляет собой полусферу с объемом $V = 2\pi L^3/3 \approx 2L^3$, то $EM(t) = 2n^2(t)L^3(t) > 2n_0^2(t)L(t)$, линейный размер

$$L(t) < \left(\frac{EM(t)}{2n_0^2(t)} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

т.е. можно оценить минимальный $L(t)$ и максимальный $L_0(t)$ размер SXR источника (при условии $T(t) = T_0(t)$).

Источник SXR расширяется, следовательно, $dL(t)/dt > 0$, а скорость расширения

$$u(t) = \frac{dL(t)}{dt}. \quad (2)$$

Условие замагниченности плазмы в SXR источнике $B^2/8\pi > 2nkT$ позволяет оценить необходимую минимальную величину магнитного поля B . Очевидно, что расширение SXR будет происходить, если $B^2/8\pi > 2n_0kT_0$.

Равновесное минимальное значение магнитного поля

$$B = (16\pi n_0 k T_0)^{1/2}. \quad (3)$$

При переходе всей энергии магнитного поля в кинетическую энергию плазмы с концентрацией n_0 , максимальная возможная скорость КВМ будет равна локальной альвеновской скорости

$$V_{CME} = V_A = \frac{B}{(4\pi m_p n_0)^{1/2}}, \quad (4)$$

что в корень из двух раз больше тепловой скорости

$$V = \left(\frac{2kT}{m_p} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Масса, запасенная в замкнутых структурах, может составить основную массу КВМ

$$M = 2L^3 m_p n. \quad (6)$$

Расширение SXR источника осуществляется за счет непрерывного подвода магнитной энергии

(увеличение магнитного поля на поверхности фотосферы — “всплытие магнитного потока”), которая затем выделяется во множественных актах пересоединения. “Всплытие магнитного потока” должно быть неразрывно связано с увеличением потока вещества из хромосферы, где магнитное поле заморожено. О происходящих процессах энерговыделения при изменении магнитного поля говорит нетепловое жесткое рентгеновское (HXR) излучение.

РАСШИРЕНИЯ SXR ИСТОЧНИКА И КВМ

Оценка размера SXR источника

На рис. 2 показаны характерные размеры источников SXR излучения в трех исследуемых вспышках, рассчитанные по формуле (1). Считаем, что оценку для размера источника дают измерения на наибольшей ненаблюдавшейся частоте, а нижнюю — на наибольшей наблюдавшейся. Мы считаем, что данные частоты определяются именно плазменной частотой, а не ее гармоникой, поскольку плазменная частота дает граничное значение для частоты. С другой стороны, отношение фиксированных частот RSTN 245 : 410 : 610 : 1415 МГц = 1 : 1.67 : 2.49 : 5.78. Так как мы рассматриваем не одну частоту RSTN, а несколько последовательных частот, то возможность второй гармоники нами уже учтена. Отдельно отметим, что обсуждение механизмов радиоизлучения не является задачей данной работы, нам важно только отсутствие принципиальной возможности его наблюдения на частотах меньше, чем плазменная частота среды, окружающей радиоисточник.

Сначала рассмотрим вспышку M2.9 06.07.2012, в которой радиоизлучение на частотах менее 1415 МГц не наблюдалось. Оценки размера SXR источника выполнены для двух плазменных частот: 1415 МГц — наименьшая наблюдавшаяся, 610 МГц — первая не наблюдавшаяся. В начале вспышки размер SXR источника не превышал 15.5 Мм, а максимальный размер был 23.5 Мм (рис. 2а). В работе (Григорьева, Струминский, 2021) была получена оценка максимальной высоты ~ 35 Мм, которая требует чуть меньшую плотность. В любом случае размер SXR источника заведомо не превышал 45 Мм, что соответствует фоновому SXR излучению и плазменной частоте в источнике 610 МГц.

Напротив, во вспышке C7.2 22.12.2009 радиоизлучение не наблюдалось на частотах RSTN более 610 МГц. Оценки размера SXR источника выполнены для трех наблюдавшихся плазменных частот: 610, 410 и 245 МГц (рис. 2б). Минимальный размер SXR источника в C7.2 22.12.2009 был ~ 18 Мм (610 МГц в 0 мин), а максимальный

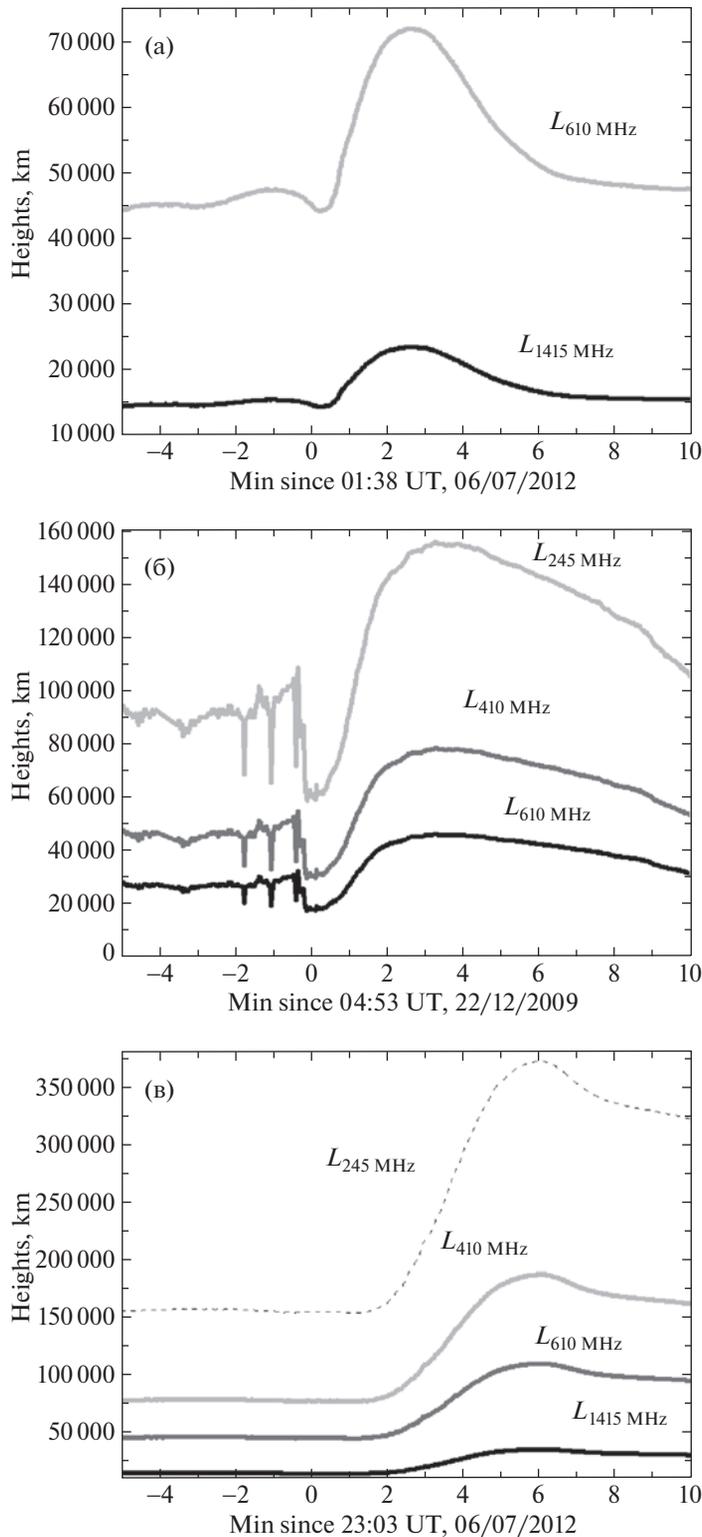


Рис. 2. Размер SXR источника при заданных концентрациях плазмы во вспышках: (а) — M2.9 6 июля 2012 г., (б) — C7.2 22 декабря 2009 г., (в) — X1.1 6 июля 2012 г.

~156 Мм (245 МГц на 3.27 мин). В случае же вспышки X1.1 06.07.2012 (рис. 2в) радиоизлучение сначала появилось на гиротронных частотах 8.8 и 4995 МГц, а потом на плазменных частотах

1415, 610, 410 и 245 МГц. Минимальный размер SXR источника в X1.1 06.07.2012 был ~15.0 Мм (1415 МГц в 0 мин), а максимальный — ~373 Мм (245 МГц на 6 мин).

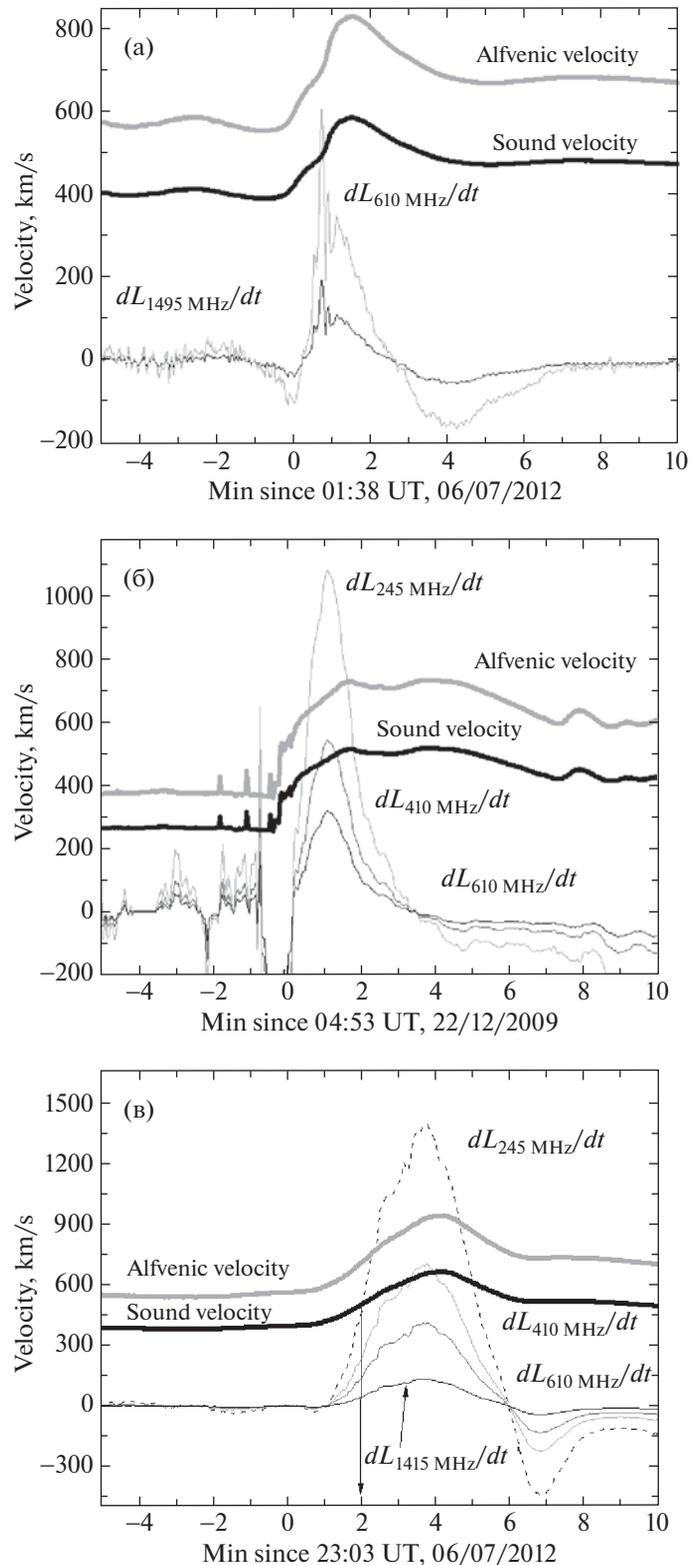


Рис. 3. Скорости границы SXR источника (тонкие линии) в сравнении с тепловой и альвеновской скоростями плазмы (толстые линии) во вспышках: (а) — M2.9 6 июля 2012 г., (б) — C7.2 22 декабря 2009 г., (в) — X1.1 6 июля 2012 г.

Скорость расширения SXR источника

Продифференцировав по времени полученные линейные размеры SXR источника, получаем за-

висимости скоростей расширения SXR источника от времени, которые сравниваются с равновесной скоростью Альвена (4) и тепловой скоростью (5).

Таблица 2. Режимы ускорения КВМ от вспышки (X1.1 06.07.2012)

Режимы	t_0 , с	α , км	β , км/с	$t_{1.1}$, с	$a_{1.1}$, км/с ²	$t_{1.25}$, с	$a_{1.25}$, км/с ²
early	-11	1.58×10^6	1829	-230	4.2	-212	4.1
late	+2	-6.47×10^5	3278	742	5.3	806	4.8

Во вспышке M2.9 06.07.2012 (рис. 3а) сверхзвуковые и сверхальвеновские скорости расширения SXR источника (при плазменной частоте 1415 МГц), по всей видимости, достигнуты не были. Могло быть кратковременное превышение скорости звука при частоте 610 МГц, но такие плотности достигнуты не были, так как излучение на частоте 610 МГц не наблюдалось. Радиоизлучение II типа, которое обычно связывают с формированием ударной волны, в событии M2.9 06.07.2012 зарегистрировано не было.

Во вспышке C7.2 22.12.2009 (рис. 3б) могли реализоваться сверхзвуковое (при <410 МГц с +1 мин) и сверхальвеновское (при <245 МГц с 0.5 мин) движения. Начиная с +4 мин регистрировалось радиоизлучение II типа на частоте 164 МГц, что соответствует $L = (EM/(2n^2))^{1/3} = 263$ Мм = $1.38 R_\odot$. Действительно, в 05:54 UT в поле зрения SOHO/LASCO_C2 на $3.05 R_\odot$ было зарегистрировано первое появление КВМ со скоростью 346 км/с (скорость рассчитана по первым двум положениям 1, 2 — 61 и 73 мин 3.05 и $3.41 R_\odot$ по наблюдениям LASCO). При баллистическом распространении скорость на высоте 65 Мм должна составлять 586 км/с. В предположении, что КВМ ускорялся до скорости 586 км/с от T_{\max} до EM_{\max} , время ускорения 126 с, а величина ускорения $a = 4.7$ км/с².

Во вспышке X1.1 06.07.2012 (рис. 3в), аналогично случаю C7.2 22.12.2009, могли реализоваться сверхзвуковое (при < 410 МГц с +3 мин) и сверхальвеновское (< 245 МГц +2 мин) движения. Начиная с +6 мин регистрировалось радиоизлучение II типа на частоте 180 МГц, что соответствует $L = (EM/(2n^2))^{1/3} = 556$ Мм = $1.79 R_\odot$ при максимальной мере эмиссии.

Траектория КВМ во вспышке X1.1 6 июля 2012 г.

Для восстановления положения КВМ до его первого появления в поле зрения коронографа LASCO C2 ($1.5-6 R_\odot$) применим метод сшивки предполагаемого равноускоренного и наблюдаемого равномерного движения (Струминский и др., 2021). Используем линейную аппроксимацию положения КВМ по данным LASCO $R(t) = \alpha + \beta t$. Рассмотрим два случая аппроксимации, где

используются: 1) все точки наблюдения КВМ и 2) первые две (1 и 2) точки. Параметры аппроксимации α и β представлены в табл. 2. Момент “мгновенного” ускорения КВМ на $R = 1 R_\odot$ можно считать в первом случае ранним (early), а во втором — поздним (late) (рис. 4). Параметры равномерного ускорения КВМ найдем, предполагая, что КВМ движется из положения R_0 в момент t_0 с начальной скоростью $V_0 = 0$ и ускорением $a = \text{const}$ до момента t , из условия сшивки равноускоренного и равномерного движений следует $t = (2R_0 - 2\alpha - \beta t_0)/\beta$ (Струминский и др., 2021).

В первом случае время t_0 выбрано произвольно, а во втором — старт КВМ предполагается в момент начала роста EM и радиоизлучения на 245 МГц (+2 мин). Результаты наблюдений и модельных расчетов положения КВМ показаны на рис. 4 и в табл. 2 для двух начальных положений $R_0 = 1.1$ ($1.25 R_\odot$). Отметим, что наблюдения КВМ коронографом LASCO находятся вне масштаба рис. 4. При использовании первой аппроксимации (раннего ускорения) момент мгновенного ускорения КВМ на $1 R_\odot$ не совпадает со временем развития вспышки (рис. 4), и момент начала длительного ускорения был выбран произвольно на -11 мин (табл. 2). Средняя скорость 1829 км/с примерно в два раза меньше скорости, полученной во второй аппроксимации (позднего ускорения). В случае использования второй аппроксимации согласие между временами ускорения КВМ и развития вспышечных процессов значительно лучше.

На рис. 4 видно, что в первые 6 мин ожидаемые траектории КВМ находятся внутри источника SXR при его плотности 7.4×10^8 см⁻³ (245 МГц). На 6 мин отмечено начало радиоизлучения II типа на 180 МГц, т.е. плотность радиоисточника стала менее 4×10^8 см⁻³. Оценим высоту источника излучения II типа на +6 мин с частотой 180 МГц — 4.0×10^8 см⁻³. В этот момент значение меры эмиссии 5.5×10^{49} см⁻³, и высота источника будет $L = (EM/(2n^2))^{1/3} = 556$ Мм. Это соответствует гелиоцентрическому расстоянию $1.79 R_\odot$ — оценка в модели ускорения с $1.45 R_\odot$ при высоком старте, но, возможно, реальная высота на 0 мин была еще больше. Величина ускорения (табл. 2) 5.3 км/с², найденная для второй аппроксимации

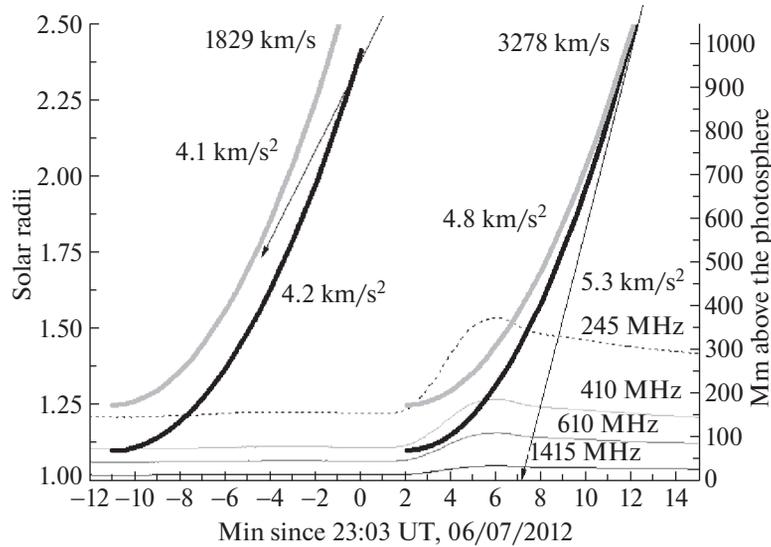


Рис. 4. Положения КВМ во вспышке X1.1 6 июля 2012 г. в различных моделях его ускорения (см. текст и табл. 2). Левая стрелка — ранний КВМ, линейная аппроксимация всех точек наблюдения LASCO (1829 км/с), правая стрелка — поздний КВМ, линейная аппроксимация точек (1, 2) LASCO (3278 км/с). Толстые линии — равномерное ускорение из положений (серые линии, $1.25 R_{\odot}$) и (черные линии, $1.1 R_{\odot}$) соответственно. Тонкие линии — характерный размер SXR источника при различных концентрациях (см. рис. 1в).

скорости 3273 км/с и низкого старта, отлично согласуется с 5.87 км/с^2 при ускорении до скорости первого появления — 3276 км/с (Гопалсвами и др., 2016). Имеющееся расхождение можно объяснить разным выбором полного времени ускорения — различие 71 с.

ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На рис. 5 показаны минимальные значения магнитного поля, которые необходимы для достижения КВМ второй космической скорости на Солнце — 618 км/с (рис. 5а,б) и скорости первого появления — 3278 км/с (рис. 5в).

На рис. 5а кривые показывают рассчитанные величины равновесного B для двух плазменных частот — последней наблюдавшейся 1415 МГц и первой не наблюдавшейся 610 МГц, а горизонтальные линии — необходимые величины B для достижения плазмой второй космической скорости. Сравнение равновесных величин магнитного поля и его величин, необходимых для достижения 618 км/с, показывает, что энергии магнитного поля, запасенного в структурах с плазменной частотой 1415 МГц, достаточно для ускорения межпланетного КВМ. Однако так как не происходит расширения плотных структур ($> 610 \text{ МГц}$) с большими магнитными полями в области с меньшими плотностями ($< 610 \text{ МГц}$), то “магнитная детонация” не наблюдается. Конфигурация магнитного поля остается замкнутой.

На рис. 5б кривые показывают рассчитанные величины равновесного B для трех наблюдавшихся плазменных частот 245, 410 и 610 МГц, а горизонтальные линии — необходимые величины B для достижения 618 км/с. Сравнение равновесных величин магнитного поля и величин, необходимых для достижения 618 км/с, показывает, что энергии магнитного поля, запасенного в структурах с плазменными частотами 245–610 МГц, достаточно для ускорения межпланетного КВМ. По всей видимости, более плотные структуры ($> 610 \text{ МГц}$) с большими магнитными полями расширялись, сжимая менее плотные структуры ($< 410 \text{ МГц}$). При должной полярности магнитного поля могло происходить пересоединение с выделением энергии, достаточной для магнитной детонации.

На рис. 5в кривые показывают рассчитанные величины равновесного B для четырех плазменных частот, а горизонтальные линии — необходимые величины B для достижения наблюдавшейся $V_{CME} = V_A = 3278 \text{ км/с}$. Сравнение равновесных величин магнитного поля и величин, необходимых для достижения скорости первого появления КВМ (рис. 5), показывает, что энергии магнитного поля, запасенного в структурах с плазменными частотами $< 410 \text{ МГц}$, недостаточно для ускорения КВМ с $V_{CME} \geq 3278 \text{ км/с}$. Однако при подъеме более плотных структур ($> 610 \text{ МГц}$) с большими магнитными полями в области ($< 410 \text{ МГц}$) энергии поля может быть достаточно для осуществления магнитной детонации.

Таблица 3. Характеристики SXR источника вспышки (X1.1 06.07.12) и оценки параметров плазмы при максимальной скорости его расширения (момент +4 мин T_{\max})

MHz	$n, \text{см}^{-3}$	$L, \text{Мм}$	$M = 2nL^3, \text{г}$	$dL/dt, \text{км/с}$	$ndL/dt, 1/\text{с} \cdot \text{см}^2$	$B, \text{Гс}$	$E, \text{В/см}$
1415	2.5×10^{10}	27	1.5×10^{15}	135	3.4×10^{17}	66	8.9
610	4.6×10^9	85	9.0×10^{15}	415	1.9×10^{17}	28	11.6
410	2.1×10^9	140	1.8×10^{15}	705	1.5×10^{17}	19	13.4
245	7.4×10^8	280	5.2×10^{16}	1400	1.0×10^{17}	11	15.4
245	7.4×10^8	280	5.2×10^{16}	1400	1.0×10^{17}	66*	92.4

СЦЕНАРИЙ РАЗВИТИЯ ВСПЫШКИ X1.1
06.07.2012 г. ОБСУЖДЕНИЕ

На +6 мин вспышка развивается на высотах от 27 до 280 Мм, а линейная скорость расширения SXR источника меняется от 135 до 1400 км/с. Поток вещества снизу вверх уменьшается, его величину вполне может обеспечить хромосфера (хромосферное испарение). Полученные выше оценки скорости расширения SXR источника (рис. 3в) и имеющегося равновесного магнитного поля (рис. 5в) позволяют рассчитать массу КВМ, поток вещества в короне и напряженность электрического поля пересоединения. Эти величины в момент максимальной температуры приведены в табл. 3.

Масса плазмы, заключенная в замкнутые структуры вспышки, может быть основой для наблюдавшегося КВМ с массой 8.4×10^{15} г (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/UNIVERSAL/2012_07/univ2012_07.html). Наилучшее согласие с нашей оценкой массы 9.0×10^{15} г для плотности $4.6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ (плазменная частота 610 МГц).

На этих высотах величина равновесного магнитного поля составляет примерно 66–10 Гс. При таких скоростях и магнитных полях напряженности электрического поля $E = eVB/c$ будут превышать поле Драйзера на всех высотах развития эрупции. Оценки электрических полей во вспышках приведены в обзоре (Лысенко и др., 2020). Отметим, что наши оценки поля 9–15 В/см практически совпадают с оценкой для 10 сентября 2017 г. 20 В/см при скорости падения поля 5 Гс/с (Флейшман, 2020). На всех высотах развития эрупции можно легко обеспечить такое падение поля. Напряженность электрического поля примерно одинакова на разных высотах, что может обеспечить ускорение частиц во всем рассматриваемом объеме.

Дорман (2019) предложил считать, что частицы космических лучей (КЛ) во всем спектре и в различных источниках приобретают энергию по сути в одном и том же механизме ускорения —

при передаче энергии от макрообъектов и макропроцессов напрямую микрообъектам (заряженным убегающим частицам — КЛ). Эта передача энергии происходит в динамической плазме с замороженными магнитными полями. Один из примеров такого ускорения — дрейфовое ускорение на ударной волне (см. Дорман, 2019, и ссылки там). Если ударная волна распространяется с замороженным магнитным полем, то заряженные частицы вблизи ударного фронта будут дрейфовать вдоль электрического поля и ускоряться. В этом случае $u_1 B_1 = u_2 B_2$, и напряженность электрического поля $E_1 = E_2$, где индексы показывают положение относительно фронта. Возрастание энергии заряженной частицы будет $\Delta E = ZeE_1 L = ZeE_2 L$, где Ze — заряд частицы, а L — длина дрейфа вдоль электрического поля на фронте ударной волны. Именно такое ускорение, по всей видимости, имеет место при “магнитной детонации” (табл. 3). Необходимая длина пути для ускорения протонов до релятивистских энергий может быть достигнута во множестве элементарных актов. В этом случае источник солнечных релятивистских протонов будет совпадать как с местом солнечной вспышки, так и с областью ускорения КВМ.

ВЫВОДЫ

1. “Классическая” модель вспышек не объясняет ускорение протонов > 100 МэВ и ускорение межпланетных корональных выбросов массы до скоростей > 618 км/с. Именно поэтому, для объяснения этих явлений привлекают ударные волны и эрупцию магнитного жгута.

2. Предложена гипотеза “магнитной детонации”, согласно которой эруптивные вспышки и КВМ представляют собой результат множественного магнитного пересоединения от хромосферы до верхней короны при расширении плазменных структур с замороженным сильным магнитным полем в область слабого. Показано, что модель может реализоваться в длительных вспышках при наличии КВМ и ускорения частиц, но не реализуется в коротких импульсных вспышках.

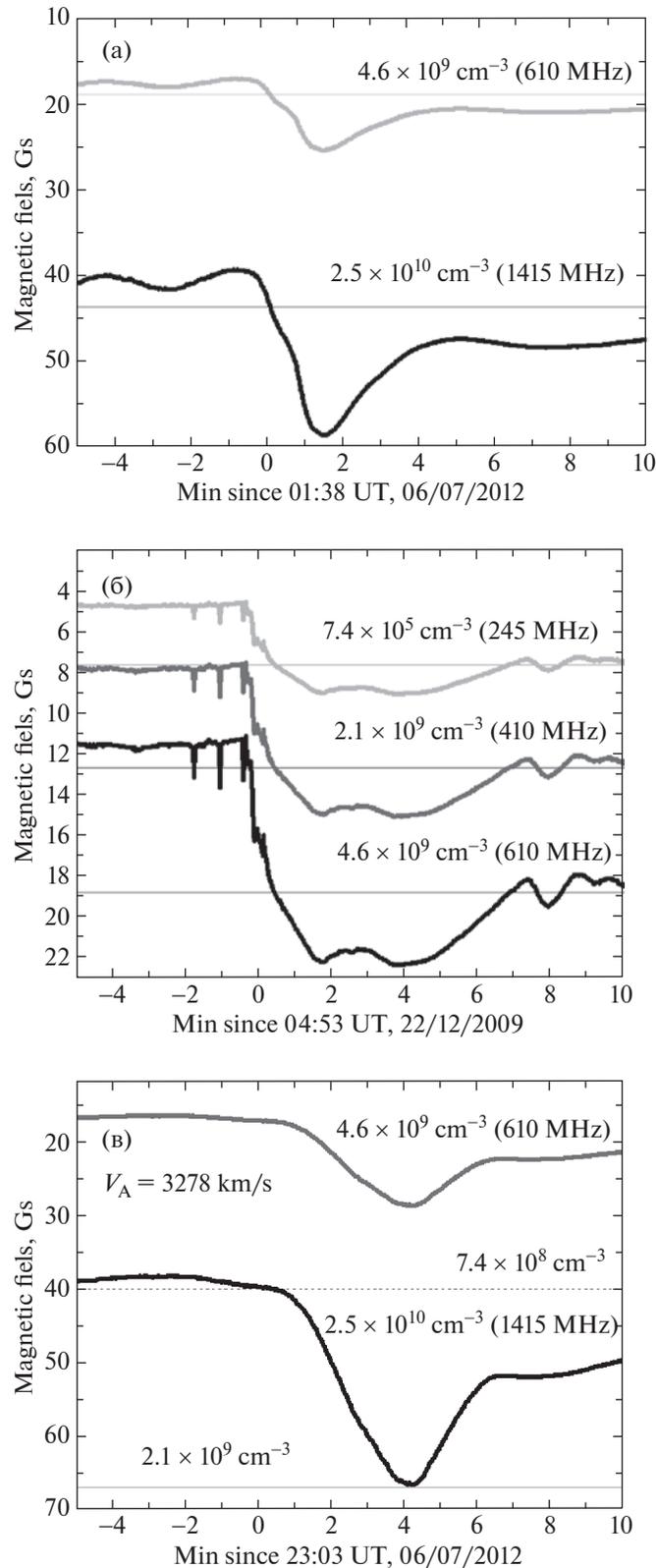


Рис. 5. Равновесное магнитное поле, соответствующее $\beta = 1$, при различных плотностях и плазменных частотах (толстые кривые) во вспышках: (а) — M2.9 6 июля 2012 г., (б) — S7.2 22 декабря 2009 г., (в) — X1.1 6 июля 2012 г. Равновесное магнитное поле сравнивается с минимальным магнитным полем (прямые линии), необходимым для достижения 2-й космической скорости на Солнце (618 км/с) — (а) и (б) и скорости КВМ 3278 км/с — (в).

3. Рассмотрен возможный процесс расширения SXR источника (GOES), определены его линейные размеры и скорости расширения в предположении, что концентрация плазмы в источнике соответствует плазменной частоте (наблюдаемому плазменному излучению (RSTN)) для трех вспышек C7.2 22.12.2009, M2.9 06.07.2012 и X1.1 06.07.2012.

4. Найдено, что сверхтепловые и сверхальвеновские скорости расширения источника были достигнуты только в случаях C7.2 22.12.2009 и X1.1 06.07.2012 при концентрациях плазмы, соответствующих плазменным частотам ниже 610 МГц. В случае M2.9 06.07.2012, когда плазменная частота была более 1415 МГц, высота источника была менее 45 Мм. Скорости расширения X1.1 06.07.2012 при концентрациях (ниже 245 МГц) соответствуют наблюдавшимся скоростям КВМ. Это показывает непосредственную связь расширения SXR источника и ускорения КВМ, наблюдавшихся в поле зрения коронографа LASCO.

5. Если магнитные структуры с плотностью $>4.6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ (плазменная частота $> 610 \text{ МГц}$) и магнитным полем $>30 \text{ Гс}$ поднимаются к магнитным структурам с меньшей плотностью $<2.1 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ (плазменная частота $<410 \text{ МГц}$) и магнитным полем $\sim 20 \text{ Гс}$, то в результате магнитного пересоединения может развиваться процесс “магнитной детонации” — ускорение плазмы до сверхальвеновских скоростей. Энергии магнитного поля во всем вспышечном объеме достаточно для ускорения КВМ со скоростями, близкими к максимальной скорости Альвена в короне.

6. Во всем вспышечном объеме при расширении вследствие пересоединения возникают электрические поля, которые должны позволить реализовать процесс длительного стохастического ускорения протонов до релятивистских энергий.

К сожалению, для проверки данной модели требуются наблюдения с высоким пространственным разрешением, которые в настоящее время отсутствуют. Наблюдения высоких корональных источников в случаях, когда более яркие источники, связанные с основаниями вспышечных петель, скрыты за лимбом, косвенно подтверждают правильность нашего подхода. Наблюдения множественного магнитного пересоединения, связанного с тиринг-неустойчивостью, также вне возможностей существующих инструментов (Френч и др., 2019).

Мы благодарим участников наземных и космических экспериментов, данные которых находятся в открытом доступе и были использованы в работе (GOES, RSTN и SOHO LASCO).

Работа была поддержана субсидиями по темам “Плазма” (А.Б. Струминский и А.М. Садовский) в ИКИ РАН и “Многоволновое активное Солнце” (И.Ю. Григорьева) в ГАО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аккерманн и др. (M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, A. Allafort, L. Baldini, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, et al.), *Astrophys. J.* **787**, Id15 (2014).
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/787/1/15>.
2. Алтынцев и др. (A. Altyntsev, N. Meshalkina, I. Myshyakov, V. Pal'shin, and G. Fleishman), *Solar Phys.* **292**, 137 (2017).
3. Антиох и др. (S.K. Antiochos, C.R. DeVore, and J.A. Klimchuk), *Astrophys. J.* **510**, 485 (1999).
4. Анзер, Пнойман (U. Anzer and G.W. Pneuman), *Solar Phys.* **79**, 129 (1982).
5. Ауланиер и др. (G. Aulanier, P. Démoulin, C.J. Schrijver, M. Janvier, E. Pariat, and B. Schmieder), *Astron. Astrophys.* **549**, A66 (2013).
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220406>.
6. Ашванден (M.J. Aschwanden), *Space Sci. Rev.* **124**, 361 (2006).
7. Ашванден (M.J. Aschwanden), *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions* (Springer, 2009).
8. Ашванден (M.J. Aschwanden), arXiv:2112.07759v1 (2021).
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2112.07759>.
9. Васантарая и др. (N. Vasantharaju, F. Zuccarello, F. Ferrente, and S.L. Guglielmino), *Astrophys. J.* **950**, 183 (2023).
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/acff>.
10. Ванг и др. (J. Wang, P.J.A. Simoes, and L. Fletcher), *Astrophys. J.* **859**, 25 (2018).
11. Великович А.Л., Либман М.А., *Физика ударных волн в газах и плазме*. Отв. ред. Я.Б. Зельдович (М.: Наука, 1987).
12. Вржњак, Клайвер (B. Vršnak and E.W. Cliver), *Solar Phys.* **253**, 215 (2008).
<http://doi.org/10.1007/s11207-008-9241-5>.
13. Галеев и др. (A.A. Galeev, R. Rosner, S. Serio, and G.S. Vaiana), *Astrophys. J.* **243**, 301 (1981).
<http://doi.org/10.1086/158598>.
14. Гослинг (J.T. Gosling), *J. Geophys. Res.* **98**, 18937 (1993); <https://doi.org/10.1029/93JA01896>.
15. Гопалсвами и др. (N. Gopalswamy, H. Xie, S. Akiyama, S. Yashiro, I.G. Usoskin, and J.M. Davila), *Astrophys. J.* **765**, L30 (2013).
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/765/2/L30>.
16. Гопалсвами и др. (N. Gopalswamy, S. Yashiro, N. Thakur, P. Makela, H. Xie, and S. Akiyama), *Astrophys. J.* **833**, 216 (2016).
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/833/2/216>.
17. Григорьева, Струминский (I.Yu. Grigor'eva and A.B. Struminsky), *Geomag. and Aeron.* **61**, 1263 (2021).
<https://doi.org/10.1134/S0016793221080090>.
18. Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Шаховская А.Н., Труды XXV конференции “Солнечная и солнечно-земная физика-2021”, под ред. Ю.А. Наговицына, А.В. Степанова (2021).

19. Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Астрон. журн. **99**, 486 (2022).
<https://doi.org/10.31857/S0004629922060044>.
20. Дорман (L.I. Dorman), Adv. Space Res. **64**, 2418 (2019).
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.06.031>.
21. Зельдович Я.Б., Компанец А.С., *Теория детонации* (М.: Гос. изд-во научно-технической литературы, 1955).
22. Леденев В.Г., Астрон. журн. **37**, 113 (1980).
23. Лысенко А.Л., Фредерикс Д.Д., Флейшман Г.Д. и др., Успехи физ. наук **190**, 878 (2020).
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038757>.
24. Нойперт (W.M. Neupert), Astrophys. J. **153**, L59 (1968).
25. Рип, Книжник (J.W. Reep and K.J. Knizhnik), Astrophys. J. **874**, 157 (2019).
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/a>.
26. Старрок и др. (P.A. Sturrock, P. Kaufman, R.L. Moore, and D.F. Smith), Solar Phys. **94**, 341 (1984).
<https://doi.org/10.1007/BF00151322>.
27. Струминский, Ган (A. Struminsky and W. Gan), J. Phys: Conf. Ser. **632**, 012081 (2015).
28. Струминский, Григорьева (A.B. Struminsky and I.Yu. Grigorieva), Geomag. and Aeron. **63**, 1055 (2022).
<https://doi.org/10.1134/S0016793222080205>.
29. Струминский и др. (A.B. Struminsky, Yu.I. Logachev, I.Yu. Grigorieva, and A.M. Sadovskii), Geomag. and Aeron. **60**, 1057 (2020).
<https://doi.org/10.1134/S001679322008023X>.
30. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др., Геомг. и аэр. **61**, 683 (2021).
<https://doi.org/10.31857/S001679402105014X>.
31. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Садовский А.М., Труды XXVI конференции “Солнечная и солнечно-земная физика-2022”, под ред. Ю.А. Наговицына, А.В. Степанова. ГАО РАН (2022).
32. Флейшман (G.D. Fleishman), Science, **367**, 278 (2020).
33. Френч и др. (R.J. French, Ph.G. Judge, S.A. Matthews, and L. van Driel-Gesztelyi), Astrophys. J. Lett. **887**, L34 (2019).
34. Хадсон (H.S. Hudson), Astrophys. J. **531**, L75 (2000).
35. Хадсон и др. (H.S. Hudson, P.J.A. Simoes, L. Fletcher, L.A. Hayes, and I.G. Hannah), MNRAS **501**, 1273 (2021).
36. Хейварте и др. (J. Heyvaerts, E.R. Priest, and D.M. Rust), Astrophys. J. **216**, 123 (1977).
37. Ховард, Пиццо (T.A. Howard and V.J. Pizzo), Astrophys. J. **824**, 92 (2016).
<https://doi.org/10.3847/0004-637X/824/2/9>.
38. Ховард и др. (T.A. Howard, C.E. De Forest, U.G. Schneck, and C.R. Alden), Astrophys. J. **834**, 86 (2017).
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/8>.
39. Швестка (Z. Švestka), Solar Phys. **160**, 53 (1995).
40. Швестка, Клайвер (Z. Švestka and E.W. Cliver), IAU Coll. 123, Lecture Notes in Physics **399**, 1 (1992).
41. Швестка (Z. Švestka), Space Sci. Rev. **95**, 135 (2001).