

КИНЕМАТИКА ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ ПРИ ЭРУПЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

© 2024 г. Б. П. Филиппов*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троцк, Россия

**e-mail: bfilip@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 18.03.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Вспышечные ленты, образующиеся в солнечных двухленточных вспышках после эрупций протуберанцев, расходятся в противоположные стороны от линии раздела полярностей фотосферного продольного магнитного поля, резко замедляясь со временем и удалением от этой линии. Приведены примеры таких событий и продемонстрирована кинематика вспышечных лент. Сопоставление положения лент с распределением фотосферного магнитного поля показывает, что замедление расхождения лент происходит при их попадании в область сильного продольного поля. Простая модель эрупции протуберанца иллюстрирует кинематические особенности движения лент и связь с источниками коронального магнитного поля в фотосфере.

DOI: 10.31857/S0016794024040012, EDN: RTWBNP

1. ВВЕДЕНИЕ

Внезапное кратковременное увеличение яркости небольшого участка солнечного диска в “белом свете” было, как известно, первым свидетельством спорадической солнечной активности, впоследствии получившим название “солнечной вспышки” [Carrington, 1859; Fletcher et al., 2011]. Хотя долгое время именно такое уярчение, изредка наблюдаемое в “белом свете”, а гораздо чаще в монохроматическом свете хромосферных спектральных линий, ассоциировалось со вспышкой. Позднее стало понятно, что явление связано с внезапным выделением большого количества энергии в атмосфере Солнца, имеющим различные проявления, которые стали регистрироваться по мере развития методов наблюдений. В наиболее крупных событиях яркие участки имеют вид двух (иногда более) длинных лент, давшим таким явлениям название “двухленточных вспышек”.

Обычно длинные вспышечные ленты появляются по обе стороны линии раздела полярностей (ЛРП) фотосферного магнитного поля через некоторое время после эрупции волокна (протуберанца), находившегося ранее над этой ЛРП [Wang et al., 2003; Ding et al., 2003; Sterling and Moore, 2005]. Ленты расходятся в разные стороны

от ЛРП, вначале со скоростью в десятки км с⁻¹, которая затем снижается до единиц км с⁻¹ [Qiu et al., 2002; Wang et al., 2003; Li and Zhang, 2009; Hinterreiter et al., 2018; Zhang et al., 2020]. Те вспышки, которые сопровождаются корональными выбросами, называют эруптивными (eruptive flares), а те, после которых выбросы не регистрируются, — компактными или ограниченными (confined flares) [Švestka, 1986]. В выборке из 50 вспышек, произошедших в период 2000–2015 гг., изученных Hinterreiter et al. [2018], скорость расхождения лент в эруптивных вспышках менялась в широких пределах 3–63 км с⁻¹, причем в 20% случаев скорость превышала 40 км с⁻¹. В компактных вспышках скорость расхождения лент никогда не достигала 40 км с⁻¹.

Когда вспышка происходит недалеко от лимба Солнца, можно видеть, особенно на изображениях, полученных в крайнем ультрафиолетовом диапазоне, демонстрирующих горячую корональную плазму, что ленты соединяются аркадой плазменных корональных петель, поднимающихся вслед за улетающим протуберанцем [Lin et al., 2003]. Первоначально они именовались “послевспышечными петлями”, а позднее — просто “вспышечными петлями”, поскольку стало ясно, что они являются основной и неотъемлемой ча-

стью явления. В так называемой “стандартной модели вспышки” [Carmichael, 1964; Sturrock, 1966; Hirayama, 1974; Kopp and Pneuman, 1976] над вершиной аркады происходит энерговыделение в токовом слое, образующемся на нулевой линии магнитного поля. Заряженные частицы, ускоренные при магнитном пересоединении [Прист и Форбс, 2005], двигаются вдоль силовых линий и, попадая в плотные слои атмосферы, нагревают вещество, что проявляется в эмиссии во вспышечных лентах и наполнении магнитных петель расширяющейся горячей плазмой (хромосферное испарение).

Скорость перемещения вспышечных лент в предположении, что эрупция сформировала протяженный токовый слой и “открыла” ранее замкнутые силовые линии, отражает скорость пересоединения этих линий с образованием вновь замкнутых [Forbes and Priest, 1984; Forbes and Lin, 2000]. Скорость перемещения вспышечных лент v_R в двумерной конфигурации связана со скоростью пересоединения, определяемой величиной электрического поля E на нулевой линии простым соотношением [Forbes and Priest, 1984]

$$E = B_z v_R, \quad (1)$$

где B_z — величина вертикального поля в месте расхождения вспышечных лент.

В данной работе рассматриваются особенности расхождения вспышечных лент и причины замедления их движения. Простая модель эрупции протуберанца демонстрирует поведение оснований магнитных петель, связанных с поднимающейся во время эрупции нулевой точкой магнитного поля.

2. ПРИМЕРЫ РАСХОЖДЕНИЯ ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ В ДВУХЛЕНТОЧНЫХ ВСПЫШКАХ

На рис. 1 показаны примеры вспышечных лент, появившихся после эрупций солнечных волокон (протуберанцев). Использованы наблюдения в линии H α Медонской обсерватории (<https://bass2000.obspm.fr/home.php>) и Солнечной обсерватории Канцельхойе (<http://cesar.kso.ac.at>), а также в канале 304 Å инструмента AIA (Atmospheric Imaging Assembly [Lemen et al., 2012]) на борту космической обсерватории SDO (Solar Dynamic Observatory). В первой колонке приведены фрагменты фильтрограмм с лентами вблизи периода их максимального расхождения. Ленты обозначены как R1 – R8. На каждом фрагменте обозначена линия А–В, пересекающая вспышечные ленты приблизительно перпендикулярно, по из-

менениям распределения яркости вдоль которой строились диаграммы яркость–время, приведенные во второй колонке. На диаграммах видно, что ленты появляются на линии А–В не обязательно одновременно и между ними с самого начала существует промежуток. Темные полосы с большим наклоном на панелях z и l — следы быстрого перемещения эруптивных волокон. Примерно вдоль середины траектории перемещения каждой ленты проведены линии: сплошная для нижних лент на диаграммах, которые соответствуют юго-восточным лентам на фильтрограммах в левой колонке, и штриховая для верхних, северо-западных, лент. Эти аппроксимирующие перемещение лент кривые использовались для вычисления скоростей расхождения лент. Правая колонка рис. 1 — графики зависимости скорости движения лент от времени. Штриховые линии соответствуют лентам, расположенным северо-западнее, как и на диаграммах в средней колонке.

Во всех событиях скорость лент быстро уменьшается. Самая большая начальная скорость, более 50 км с⁻¹, была в событии 29 сентября 2013 г. (рис. 1*u*), самая маленькая, всего около 4 км с⁻¹, — в событии 15 июля 2022 г. (рис. 1*m*). Продолжительность быстрого расхождения лент составляет около получаса, кроме события 15 июля 2022 г., в котором скорость меняется медленнее, но и величина ее минимальна.

3. ПОЛОЖЕНИЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ ОТНОСИТЕЛЬНО ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Как известно, солнечные волокна (протуберанцы) располагаются над ЛРП фотосферного продольного (вертикального) магнитного поля [McIntosh, 1972; Snodgrass et al., 2000; Durant, 2002]. Вскоре после эрупции волокна по обе стороны ЛРП появляются яркие вспышечные ленты. Вначале они находятся в канале волокна или так называемой зоне инверсии, где фотосферное поле преимущественно горизонтально и существуют только отдельные вкрапления сильного вертикального поля [Martin, 1998]. По мере того как ленты расходятся, они попадают в области, где вертикальные поля становятся все более сильными.

На рис. 2 показано положение вспышечных лент, соответствующих рис. 1*ж* и *к* в момент, близкий к их максимальному расхождению, наложенное на магнитограмму фотосферного поля, полученную с помощью магнитографа HMI (Helioseismic and Magnetic Imager [Schou et al., 2012]) на борту SDO. Ленты замедляются и останавливаются, когда достигают областей высокой концентрации

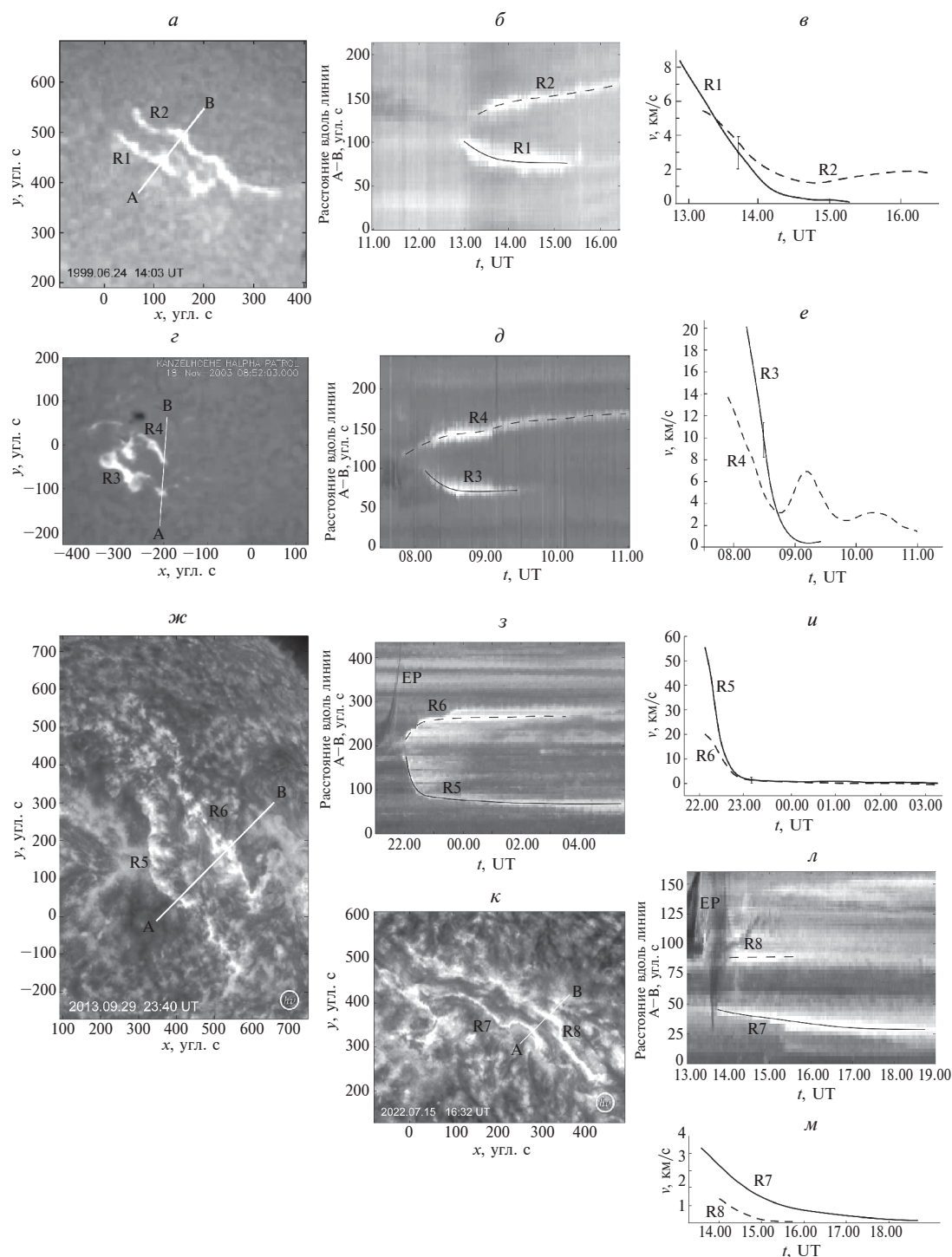


Рис. 1. Движение вспышечных лент. Левая колонка — изображения вспышечных лент на фильтрограммах: (*a*) — в линии H α 24 июня 1999 г. (с разрешения Медонской обсерватории), (*z*) — в линии H α 18 ноября 2003 г. (с разрешения Солнечной обсерватории Канцельхойе), (*ж*) — в канале 304 Å SDO/AIA 29 сентября 2013 г. (с разрешения консорциума SDO/AIA), (*к*) — в канале 304 Å SDO/AIA 15 июля 2022 г. (с разрешения консорциума SDO/AIA). Ленты обозначены символами R1 — R8. Средняя колонка — перемещение вспышечных лент вдоль линий A—B, показанных на левых волокнах. Темные полосы с большим наклоном на панелях *z* и *л* соответствуют быстрому перемещению эруптивных волокон (EP). Правая колонка — графики зависимости скорости движения лент от времени. Штриховые линии соответствуют лентам, расположенным северо-западнее (с разрешения консорциума SDO/AIA).

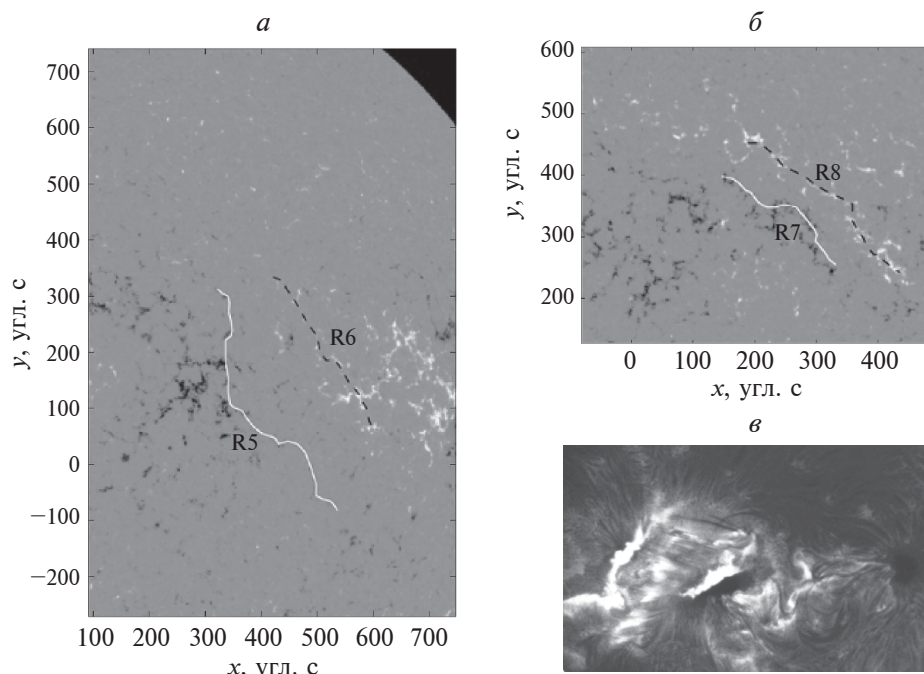


Рис. 2. Положение вспышечных лент относительно фотосферного магнитного поля. (а) и (б) соответствуют панелям (ж) и (к) на рис. 1, (в) – фильтрограмма в линии Nα вспышки, проходящей через тень солнечных пятен (Большой внезатменный коронограф ГАС ГАО). (С разрешения консорциумов SDO/AIA, SDO/HMI и ГАС ГАО).

продольного магнитного поля. Особенно наглядно это видно на рис. 2б, где ленты в своем максимальном расхождении проходят непосредственно по цепочкам концентрированных полей того и другого знака.

Другой характерный пример представлен на рис. 2в, где вспышечные ленты в активной области с крупными пятнами доходят до середины тени каждого из пятен противоположной полярности и останавливаются там. На фильтрограмме в линии Nα хорошо видны уже сравнительно холодные петли, соединяющие ленты. Можно предположить, что силовые линии, исходящие из вторых половинок тени пятен замыкаются где-то на периферии активной области и не участвуют во вспышечном процессе. Попробуем проиллюстрировать это на простой модели эрупции протуберанца.

4. ДВИЖЕНИЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ В ПРОСТОЙ ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ЭРУПЦИИ МАГНИТНОГО ЖГУТА

Рассмотрим простую двумерную модель равновесия солнечного протуберанца в короне, впервые рассмотренную Van Tend and Kuperus [1978]. Вещество протуберанца находится внутри магнитного жгута, который для простоты представляется линейным электрическим током. Жгут находится в равновесии под действием силы Лоренца,

состоящей из силы взаимодействия тока с внешним полем короны и силы взаимодействия тока с индукционными токами на поверхности фотосферы, а также силы тяжести.

$$F_z(h) = \frac{I^2}{c^2 h} - B_x^q(h) \frac{I}{c} - mg, \quad (2)$$

где ось z – вертикальна; I – величина электрического тока, текущего вдоль оси y , вдоль которой все величины не меняются; h – высота положения тока над фотосферой; B_x^q – внешнее магнитное поле, создаваемое двумя источниками (“магнитными зарядами” q и $-q$); m – масса протуберанца; g – ускорение силы тяжести; c – скорость света. Первый член в правой части уравнения описывает взаимодействие коронального тока с плотной проводящей фотосферой, индукционные токи на поверхности которой, как обычно, заменяются эквивалентным “зеркальным током” $-I$, текущим на глубине $-h$ под поверхностью [Kuperus and Raadu, 1974]. Компоненты магнитного поля тока, текущего в короне и его зеркального изображения описываются выражениями

$$B_x^I = \frac{2I}{c} \left(\frac{z-h}{x^2 + (z-h)^2} - \frac{z+h}{x^2 + (z+h)^2} \right), \quad (3)$$

$$B_z^I = \frac{2I}{c} \left(\frac{1}{x^2 + (z+h)^2} - \frac{1}{x^2 + (z-h)^2} \right), \quad (4)$$

а компоненты магнитного поля двух зарядов – выражениями

$$B_x^q = q \left[\frac{x+a}{(x+a)^2 + (z+d)^2} - \frac{x-a}{(x-a)^2 + (z+d)^2} \right], \quad (5)$$

$$B_z^q = q \left[\frac{z+d}{(x+a)^2 + (z+d)^2} - \frac{z+d}{(x-a)^2 + (z+d)^2} \right], \quad (6)$$

где a – половина расстояния между зарядами, а d – глубина их залегания под фотосферой.

Равновесие магнитного жгута, $F_z(h) = 0$, на некоторой высоте требует определенного соотношения между величиной тока и зарядов, причем на небольшой высоте влиянием силы тяжести можно пренебречь. Тогда равновесное значение тока на высоте h равно [Филіппов, 2013]

$$I = \frac{2qahc}{a^2 + (h+d)^2}. \quad (7)$$

С другой стороны, при заданном значении тока I могут существовать два положения равновесия (без учета силы тяжести)

$$h_{1,2} = \frac{aqc}{I} - d \pm a \sqrt{\frac{q^2 c^2}{I^2} - \frac{2dq}{I} - 1}, \quad (8)$$

причем нижнее положение равновесия устойчиво, а верхнее – неустойчиво. При значении тока, которое можно назвать критическим

$$I_c = \frac{qac}{\sqrt{(a^2 + d^2) + d}}, \quad (9)$$

обе точки равновесия сливаются, а при больших значениях тока, равновесие невозможно. При достижении критического значения тока и, соответственно, критической высоты, происходит эрупция магнитного жгута. Дальнейшая эволюция жгута определяется уравнением движения

$$m \frac{d^2 h}{dt^2} = F_z(h) - F_d, \quad (10)$$

где F_d – сила динамического сопротивления движению, которая, как в гидродинамике, может быть пропорциональна скорости или квадрату скорости в зависимости от величины числа Рейнольдса. На начальном этапе эрупции, когда скорость еще не слишком велика, этим членом можно пренебречь. Однако необходимо учитывать

индукционный эффект в контуре электрического тока, который обычно описывается сохранением магнитного потока между жгутом и фотосферой. Величина тока будет меняться, таким образом, согласно уравнению

$$q \left[\arctg \frac{h+d-r}{a} - \arctg \frac{d}{a} \right] - 2 \frac{I}{c} \ln \frac{2h}{r} = \text{const}, \quad (11)$$

где r – радиус поперечного сечения жгута с током. Сохранение тороидального магнитного потока внутри магнитного жгута с бессиловой структурой ($\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, $\alpha = \text{const}$) дает соотношение между радиусом сечения жгута r и протекающим в нем электрическим током I [Lin et al., 1998]

$$r = r_0 \frac{I_0}{I}. \quad (12)$$

Уравнение (11) относительно тока I с учетом (12) становится трансцендентным. Для его решения можно использовать метод итераций. Следует отметить, что в тех пределах высот, которые нас интересуют, изменения радиуса сечения жгута составляют не более 30%, а учитывая логарифмическую зависимость от радиуса сечения в третьем члене (11) и $r \ll (h+d)$, разница в изменениях величины тока с высотой вообще очень мала.

Для численных расчетов были выбраны следующие безразмерные значения параметров модели: $q = 50$, $a = 1$, $d = 0.2$, $m = 5$, $r_0 = 0.01$, $g = 3$. Критическое значение тока, при достижении которого начинается эрупция при этих параметрах, равно $I_c/c = 41$, а критическая высота $h_c = 1.2$. Для того чтобы начальное положение жгута было равновесным, начальное значение тока было выбрано чуть ниже критического, но внешнее поле задается медленно убывающим по закону

$$B^q = B_0^q \exp\left(-t/\tau\right) \quad (13)$$

с постоянной убывания $\tau = 1000$. Такое очень медленное изменение поля принято для того, чтобы показать, что равновесная высота жгута очень незначительно растет из-за этих изменений, согласно уравнению (8), но этого достаточно, чтобы сдвинуть жгут в область неустойчивости, поскольку начальное положение выбрано очень близким к критической точке. Дальнейшая эволюция жгута определяется пространственной структурой внешнего поля и практически не изменится, если поле останется стационарным после начала эрупции.

Когда магнитный жгут после начала эрупции достигает высоты

$$h_N = \sqrt{3a^2 + 4d^2} - d, \quad (14)$$

на поверхности фотосферы появляется нулевая точка магнитного поля $B = 0$, которая затем начинает подниматься вслед за жгутом. На рис. 3а показаны магнитные силовые линии суммарного поля при достижении током высоты $h = 10$. Силовые линии, исходящие из нулевой точки вниз к хромосфере, входят в нее на очень ограниченном участке, несмотря на значительные изменения высоты нулевой точки z_n (рис. 3б). Графики изменения высоты жгута h , нулевой точки z_n и положения точки пересечения силовой линии, исходящей из нулевой точки с фотосферой R, показаны рис. 4а, а на рис. 4б изображены графики скорости их перемещения. Скорость жгута v быстро возрастает после начала эрупции. Скорость подъема нулевой точки v_{zn} с самого начала достаточно велика, а после небольшого начального спада увеличивается до максимального значения и затем медленно уменьшается. Скорость расхождения лент v_R , максимальная в самом начале, резко падает до значений, близких к нулю.

На рис. 4 пунктирной кривой изображен профиль изменения индукционного электрического поля в нулевой точке, определенный по формуле [Прист и Форбс, 2005]

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A(z_n)}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (15)$$

где A – векторный потенциал магнитного поля. В данном случае имеет значение только зависящая от h компонента потенциала:

$$A = 2 \frac{I}{c} \ln \frac{z+h}{z-h}, \quad (16)$$

соответственно

$$\frac{\partial A(z_n)}{\partial h} = 4 \frac{I}{c} \frac{z_n}{(z_n^2 - h^2)}. \quad (17)$$

Кривая индукционного электрического поля нормирована на максимальное значение и приведена к масштабу других величин на рис. 4.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно стандартной модели солнечных вспышек, вспышечные ленты возникают благодаря потокам ускоренных частиц и тепла, распространяющимся из точки пересоединения, где происходит энерговыделение, вдоль магнитных силовых линий до хромосферы. Задержка появления вспышечных лент после эрупции магнитного жгута и замедление их расхождения обычно связывают процессами в токовом слое, который развивается в окрестностях нулевой точки (ли-

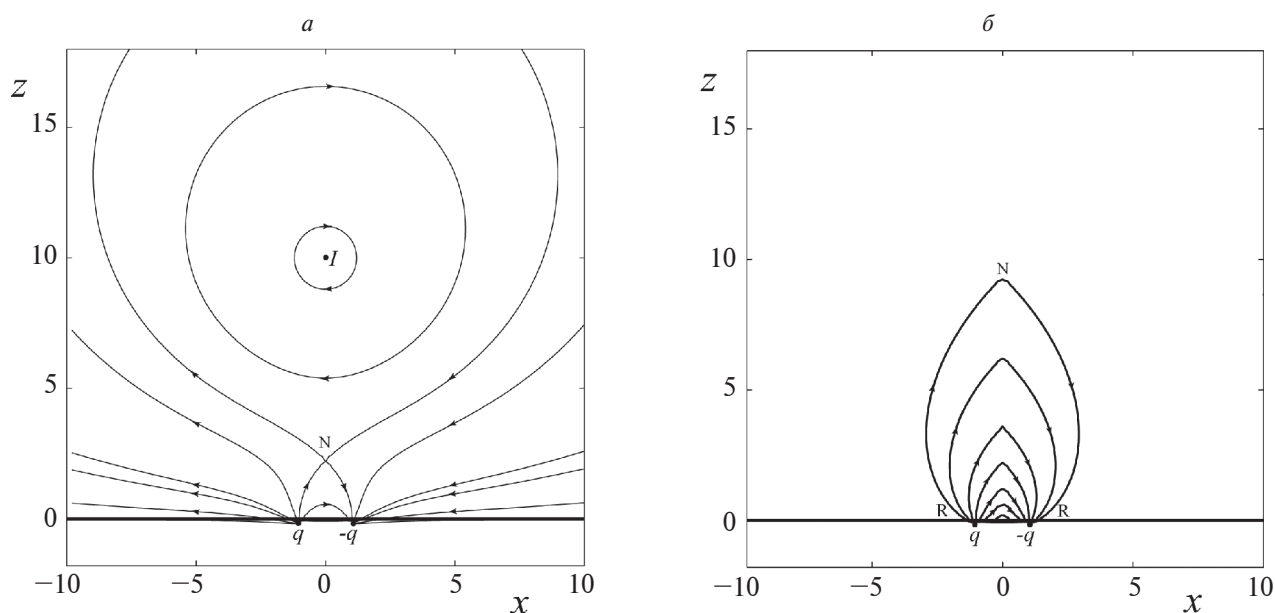


Рис. 3. (а) – силовые линии магнитного поля прямого электрического тока I во внешнем поле двух зарядов q и $-q$ и последовательность силовых линий, исходящих из нулевой точки N к лентам S в хромосфере при подъеме тока (б).

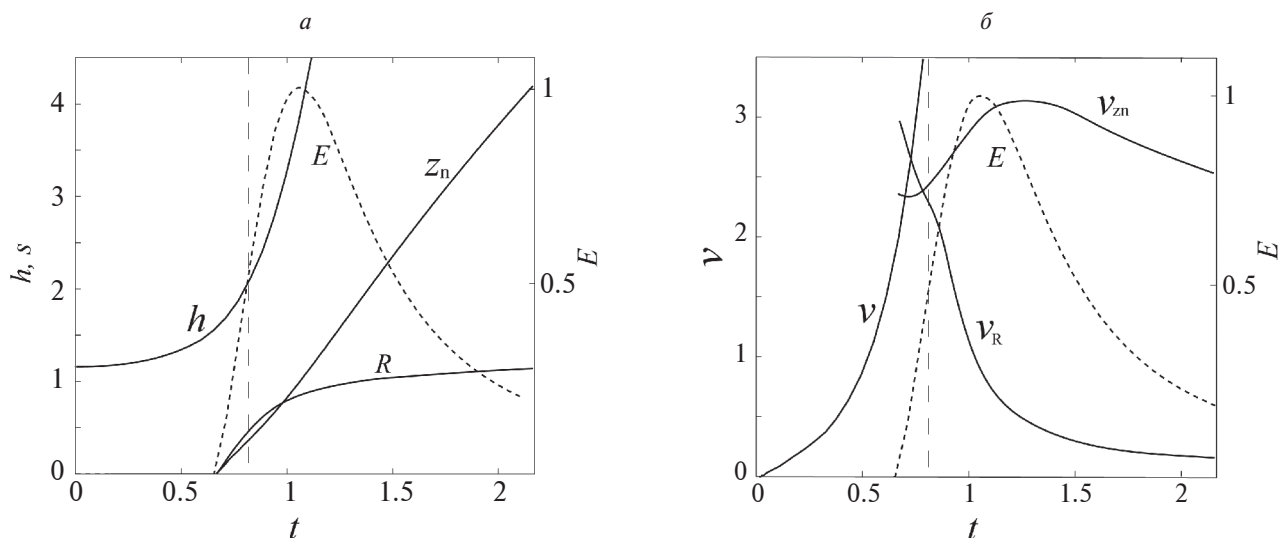


Рис. 4. Зависимость от времени высоты h эруптирующего магнитного жгута, нулевой точки z_n и полурасстояния R между вспыхивающими лентами (а) и скорость изменения координат этих величин v , v_{zn} и v_s соответственно (б). Штриховой линией с коротким штрихом показан профиль изменения индукционного электрического поля в нулевой точке, вертикальная штриховая линия с длинным штрихом показывает момент возрастания индукционного поля до половины максимального значения.

нии) [Forbes et al., 2018]. Скорость подъема самой нулевой точки в разных моделях зависит от свойств коронального магнитного поля и формы эруптирующего жгута [Priest and Forbes, 1990; 2002; Filippov, 2022]. Прист и Форбс [2005] показали, например, что в случае двух точечных источников коронального поля, расположенных непосредственно на поверхности фотосферы, скорость подъема нулевой точки в момент ее появления в короне может быть чрезвычайно высока, но она быстро уменьшается со временем. Это связано с тем, что вертикальный градиент поля строго между источниками равен нулю. В нашей модели скорость подъема нулевой точки меняется не очень значительно и после небольшого роста плавно уменьшается.

Хотя величина индукционного электрического поля в нулевой точке согласно уравнению (15) прямо пропорциональна скорости магнитного жгута, она быстро уменьшается после достижения максимального значения (рис. 4), несмотря на то, что жгут продолжает ускоряться. Такое поведение объясняется обратной пропорциональной зависимостью второго сомножителя в (15) от квадрата высоты жгута, определяемого уравнением (17). На рис. 4 вертикальной штриховой линией отмечен момент времени, когда электрическое поле достигает половины своего максимального значения. Этот момент можно связать с началом появления эмиссии во вспыхивающих лентах. Как

видно на рис. 4а, силовые линии, соединяющие нулевую точку с поверхностью, уже разошлись на заметное расстояние. Это хорошо соответствует поведению реальных вспыхивающих лент, отчетливо проявляющееся на диаграммах в среднем столбце рис. 1. Скорость расхождения оснований силовых линий еще велика, но быстро спадает, так что ленты вскоре практически останавливаются, что так же хорошо согласуется с наблюдениями.

Очевидно, что замедление перемещения оснований силовых линий, связанных с нулевой точкой, обусловлено высокой концентрацией поля и, соответственно, большой плотностью силовых линий. Этот факт тоже подтверждается, вообще говоря, наблюдениями, приведенными на рис. 2. Можно попытаться интерпретировать формулу (1), которая обычно используется для оценки величины электрического поля в области пересоединения, в некоторой степени “наоборот”, считая, что индукционное поле как-то задано, как, например, в нашей модели, а величины справа зависят от него. Во-первых, конечно, если электрическое поле E уменьшается, то должна уменьшаться и скорость лент в правой части уравнения. Но более заметное влияние на скорость может оказать резкое увеличение вертикального магнитного поля, являющегося первым сомножителем в правой части. В канале волокна вертикальное магнитное поле слабое, так что поле преимущественно

горизонтально. На краях зоны инверсии появляются более сильные вертикальные поля (рис. 2), и именно здесь и “застревают” вспышечные ленты. Такую же картину отмечают Qui et al. [2004] для вспышки 12 сентября 2000 г. Рис. 2 в их работе очень похож на наш рис. 2а и б. Резкое снижение скорости перемещения вспышечной ленты при попадании в область сильного магнитного поля отмечают также Hinterreiter et al. [2018].

Кинематика вспышечных лент отражает свойства магнитного поля в области развития эрупции волокна (протуберанца). Пространственное распределение полей в фотосфере определяет вертикальный градиент убывания магнитного поля в короне и, следовательно, влияет на скорость движения нулевой точки, поднимающейся вслед за эруптирующим магнитным жгутом, составляющим магнитный “каркас” протуберанца. Подъем нулевой точки находит отражение в расхождении вспышечных лент, которые согласно стандартной модели вспышки представляют собой след сепаратрис нулевой точки на поверхности хромосферы. Еще большее влияние на кинематику лент оказывает наличие в фотосфере участков с высокой концентрацией поля, сильно тормозящих дальнейшее расхождение лент, когда они достигают таких участков. Эти свойства наглядно иллюстрируются на примере простой модели эрупции прямого магнитного жгута.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен сотрудникам Медонской обсерватории, Солнечной обсерватории Канцельхойе, Горной астрономической станции ГАО, а также научным группам проектов SDO/AIA и SDO/HMI за возможность доступа к материалам наблюдений. Автор признателен рецензентам за полезные замечания. SDO – миссия NASA в рамках программы Living With a Star. Часть изображений получена с использованием сервиса Heliviewer Project, финансируемого ESA и NASA.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания без привлечения дополнительного финансирования.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор декларирует отсутствие конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. Пер. с англ. ред. В.Д. Кузнецов, А.Г. Франк. М: Физматлит, 592 с. 2005.

– Carmichael H. A process for flares / The Physics of Solar Flares / Proceedings of the AAS-NASA Symposium. Greenbelt, MD. October 28–30, 1963. Ed. Hess W.N. SP-50 of NASA Special Publications, Washington: NASA Scientific and Technical Information Division. P. 451–456. 1964.

– Carrington R.C. Description of a singular appearance seen in the Sun on September 1, 1859 // Mon. Not. R. Astron. Soc. V. 20. P. 13–15. 1859.

– Ding M.D., Chen Q.R., Li J.P., Chen P.F. H α and hard X-ray observations of a two-ribbon flare associated with a filament eruption // Astrophys. J. V. 598. № 1. P. 683–688. 2003. <https://doi.org/10.1086/378877>

– Durant C.J. Polar magnetic fields – filaments and the zero-flux contour // Solar Phys. V. 211. № 1–2. P. 83–102. 2002. <https://doi.org/10.1023/A:1022501505915>

– Filippov B. Electric current equilibrium in the corona // Solar Phys. V. 283. № 2. P. 401–411. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0253-4>

– Filippov B. Rising of a magnetic null point in the wake of an erupting flux rope // Mon. Not. R. Astron. Soc. V. 512. № 1. P. 1357–1364. 2022. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac575>

– Fletcher L., Dennis B.R., Hudson H.S. et al. An observational overview of solar flares // Space Sci. Rev. V. 159. № 1–4. ID 19. 2011. <https://doi.org/10.1007/s11214-010-9701-8>

– Forbes T.G., Priest E.R. Reconnection in solar flares / Solar Terrestrial Physics: Present and Future. Eds. Butler D.M., Papadopoulos K. Greenbelt, MD: NASA Reference Publication 1120. P. 1–35. 1984.

– Forbes T.G., Lin J. What can we learn about reconnection from coronal mass ejections? // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 62. № 16. P. 1499–1507. 2000. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00083-3](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00083-3)

– Forbes T.G., Seaton D.B., Reeves K.K. Reconnection in the post-impulsive phase of solar flares // Astrophys. J. V. 858. № 2. ID 70. 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabad4>

– Hinterreiter J., Veronig A.M., Thalmann J.K., Tschernitz J., Pötzi W. Statistical properties of ribbon evolution and reconnection electric fields in eruptive and confined flares // Solar Phys. V. 293. № 3. ID 38. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1253-1>

– Hirayama T. Theoretical model of flares and prominences. I: Evaporating flare model // Solar Phys. V. 34. № 2. P. 323–338. 1974. <https://doi.org/10.1007/BF00153671>

– Kopp R.A., Pneuman G.W. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon // Solar Phys. V. 50. № 1. P. 85–98. 1976. <https://doi.org/10.1007/BF00206193>

– Kuperus M., Raadu M.A. The support of prominences formed in neutral sheets // Astron. Astrophys. V. 31. P. 189–193. 1974.

– Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics

- Observatory (SDO) // *Solar Phys.* V. 275. № 1–2. P. 17–40. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8>
- *Li L., Zhang J.* On the brightening propagation of post-flare loops observed by TRACE // *Astrophys. J.* V. 690. № 1. P. 347–357. 2009. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/1/347>
- *Lin J., Forbes T.G., Isenberg P.A., Démoulin P.* The effect of curvature on flux-rope models of coronal mass ejections // *Astrophys. J.* V. 504. № 2. P. 1006–1019. 1998. <https://doi.org/10.1086/306108>
- *Lin J., Soon W., Baliunas S.L.* Theories of solar eruptions: a review // *New Astron. Rev.* V. 47. № 2. P. 53–84. 2003. [https://doi.org/10.1016/S1387-6473\(02\)00271-3](https://doi.org/10.1016/S1387-6473(02)00271-3)
- *Martin S.F.* Conditions for the formation and maintenance of filaments (invited review) // *Solar Phys.* V. 182. № 1. P. 107–137. 1998. <https://doi.org/10.1023/A:1005026814076>
- *McIntosh P.S.* Solar magnetic fields derived from hydrogen alpha filtergrams // *Rev. Geophys. Space Phys.* V. 10. № 3. P. 837–846. 1972. <https://doi.org/10.1029/RG010i003p00837>
- *Priest E.R., Forbes T.G.* Magnetic field evolution during prominence eruptions and two-ribbon flares // *Solar Phys.* V. 126. № 2. P. 319–350. 1990. <https://doi.org/10.1007/BF00153054>
- *Priest E.R., Forbes T.G.* The magnetic nature of solar flares // *Astron. Astrophys. Rev.* V. 10. № 4. P. 313–377. 2002. <https://doi.org/10.1007/s001590100013>
- *Qiu J., Lee J., Gary D.E., Wang H.* Motion of flare footpoint emission and inferred electric field in reconnecting current sheets // *Astrophys. J.* V. 565. № 2. P. 1335–1347. 2002. <https://doi.org/10.1086/324706>
- *Qiu J., Wang H., Cheng C.Z., Gary, D.E.* Magnetic reconnection and mass acceleration in flare–coronal mass ejection events // *Astrophys. J.* V. 604. № 2. P. 900–905. 2004. <https://doi.org/10.1086/382122>
- *Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I. et al.* Design and ground calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.* V. 275. № 1–2. P. 229–259. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9842-2>
- *Snodgrass H.B., Kress J.M., Wilson P.R.* Observations of the polar magnetic fields during the polarity reversals of cycle 22 // *Solar Phys.* V. 191. № 1. P. 1–19. 2000. <https://doi.org/10.1023/A:1005279508869>
- *Sterling A.C., Moore R.L.* Slow-rise and fast-rise phases of an erupting solar filament, and flare emission onset // *Astrophys. J.* V. 630. № 2. P. 1148–1159. 2005. <https://doi.org/10.1086/432044>
- *Sturrock P.A.* Model of the high-energy phase of solar flares // *Nature.* V. 211. № 5050. P. 695–697. 1966. <https://doi.org/10.1038/211695a0>
- *Švestka Z.* On the varieties of solar flares / The Lower Atmosphere of Solar Flares. Proceedings of the Solar Maximum Mission Symposium. Sunspot, NM, August 20–24, 1985. Eds. Neidig D.F., Machado M.E. Sunspot, NM: National Solar Observatory. P. 332–355. 1986.
- *Van Tend W., Kuperus M.* The development of coronal electric current system in active regions and their relation to filaments and flares // *Solar Phys.* V. 59. № 1. P. 115–127. 1978. <https://doi.org/10.1007/BF00154935>
- *Wang H., Qiu J., Jing J., Zhang H.* Study of ribbon separation of a flare associated with a quiescent filament eruption // *Astrophys. J.* V. 593. № 1. P. 564–570. 2003. <https://doi.org/10.1086/376360>
- *Zhang Q.M., Yang S.H., Li T., Hou Y.J., Li Y.* Fast degradation of the circular flare ribbon on 2014 August 24 // *Astron. Astrophys.* V. 636. ID L11. 2020. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038072>

Kinematics of Flare Ribbons During Eruption of Solar Prominences

B. P. Filippov*

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences,
Moscow, Troitsk, Russia*

**e-mail: bfilip@izmiran.ru*

Flare ribbons formed in solar two-ribbon flares after eruptions of prominences diverge in opposite directions from the polarity inversion line of the photospheric longitudinal magnetic field, sharply slowing down with time and distance from this line. Examples of such events are given and the kinematics of flare ribbons is demonstrated. A comparison of the position of the ribbons with the distribution of the photospheric magnetic field shows that the separation of the ribbons slows down when they enter a region of a strong longitudinal field. A simple model of prominence eruption illustrates the kinematic features of the motion of the ribbons and the relation to the sources of the coronal magnetic field in the photosphere.