

УДК 523.98

## ДВИЖЕНИЕ ЭРУПТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

© 2002 г. Б. П. Филиппов<sup>1</sup>, Н. Гопалсвами<sup>2</sup>, А. В. Ложечкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения радиоволн, Троицк, Россия

<sup>2</sup>Католический университет Америки, Вашингтон, США

Поступила в редакцию 13.08.2001 г.

Предложена модель, объясняющая нерадиальное движение эруптивного протуберанца в солнечной короне. Такого рода движения, порой недоступные наблюдениям, приводят к кажущемуся разрыву причинно-следственной связи между эруптивными протуберанцами и корональными выбросами. Глобальное магнитное поле Солнца управляет движением плазмы в короне. Сложная структура поля может сделать траекторию движения протуберанца сильно отличающейся от простого вертикального подъема (радиального движения). Солнечное волокно моделируется кольцом с током или скрученным тороидальным магнитным жгутом, находящимся в равновесии в магнитном поле короны. Глобальное поле описывается двумя сферическими гармониками. В этой нелинейной системе возможна катастрофическая потеря равновесия волокном с последующим быстрым ускорением – эрупция. Численное решение уравнений движения довольно хорошо соответствует картине эрупции, наблюдавшейся 14 декабря 1997 г.

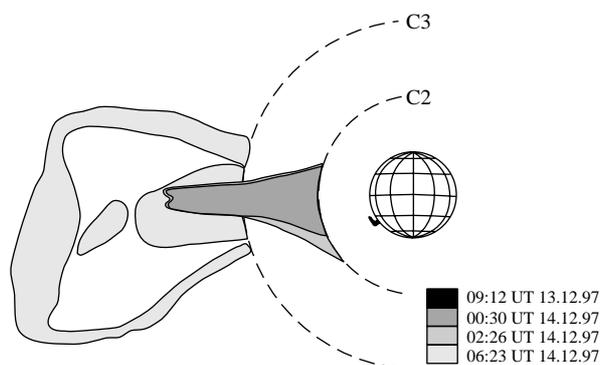
### 1. ВВЕДЕНИЕ

Выбросы коронального вещества в гелиосферу (coronal mass ejection – СМЕ) происходят практически ежедневно даже во время минимума солнечной активности, а в максимуме в сутки наблюдается в среднем 4–5 выбросов [1, 2]. Плазма, выбрасываемая спорадически при таких событиях, составляет значительную часть вещества медленного солнечного ветра и, следовательно, оказывает существенное влияние на геомагнитную обстановку. Для того чтобы предвидеть приход межпланетного плазменного облака к Земле необходимо знать, при каких условиях и в каких местах на Солнце может произойти выброс материи. Наблюдения с помощью орбитальных коронографов часто демонстрируют появление СМЕ из коронального стримера, который исчезает после прохождения возмущения и восстанавливается только через день или позже [3, 4]. Однако немало случаев, когда СМЕ не сопровождается разрушением стримера или наблюдается в области, где стримера не было [5].

Шилова [6] показала, что большая часть СМЕ наблюдается недалеко от линии раздела полярностей  $B_r = 0$  крупномасштабного магнитного поля [4, 6]. Это указывает на электромагнитный механизм ускорения выбрасываемого вещества и делает понятным статистическую связь СМЕ с другими явлениями, также “привязанными” к линии раздела полярностей: стримерами, вспышками, волокнами

(протуберанцами). Эруптивные протуберанцы, вообще, наиболее тесно связанное с СМЕ явление из всех, наблюдаемых в нижних слоях атмосферы Солнца. Во-первых, статистика установила очень высокую корреляцию между ними [7–9]. Во-вторых, протуберанец, поднимающийся высоко в короне нередко является составной частью более крупномасштабного образования – СМЕ. Типичный СМЕ состоит из трех частей: яркого ядра – остатков эруптивного протуберанца, окружающей его обширной темной полости с пониженной плотностью вещества и внешней довольно диффузной оболочки, имеющей в проекции на картинную плоскость вид петли с концами, закрепленными на Солнце [10–12].

Однако детальное сопоставление положения внезапно исчезнувших волокон на диске и СМЕ выявило определенные трудности для толкования СМЕ как продолжения эрупции волокна в верхней короне. Иногда гелиошироты исчезнувшего волокна и последующего коронального выброса различаются на десятки градусов [13–15]. Клайвер и Вебб [14], например, отмечают, что вблизи максимума активности число СМЕ с гелиоширотой  $> 60^\circ$  в четыре раза превышает число исчезнувших волокон на широтах  $> 45^\circ$ . Если два явления имеют причинно-следственную связь, то возникает вопрос, почему они бывают сильно разнесены по широте (позиционному углу).



**Рис. 1.** Схематическая картина эрупции волокна и коронального выброса 14 декабря 1997 г. Объекты, наблюдаемые в различные моменты времени имеют различную штриховку. Штриховые окружности C1 и C2 соответствуют внутренним границам поля зрения коронографов C1 и C2. (По данным SOHO/LASCO и Медонской обсерватории.

Другое возражение против концепции СМЕ как дальнейшего развития эрупции протуберанца в верхней короне было высказано на основании кинематики этих явлений [16]. Скорость эруптивного протуберанца (яркого ядра СМЕ) обычно меньше скорости внешней петли (оболочки СМЕ) до 1,5 раз. Отсюда делается вывод, что протуберанец не может “толкать” СМЕ и быть причиной его появления. Однако, можно рассматривать протуберанцы как индикаторы наличия локальных корональных токов [17, 18]. Магнитное поле тока, текущего в короне над линией раздела полярностей, (магнитный жгут) создает условия для накопления плотного вещества протуберанца и влияет на распределение вещества в короне [19]. Внезапная потеря равновесия тока в результате достижения некоторых критических параметров проявляется как эрупция протуберанца, а его действие на окружающую корону приводит к увеличению полости и образованию оболочки [20, 21]. Кинематика такого процесса хорошо согласуется с наблюдаемой картиной скоростей.

В данной работе мы постараемся показать, что значительная гелиографическая разнесенность наблюдаемых проявлений эрупции на начальном и конечном этапах может быть результатом нерадиального и непрямолинейного движения тока в короне вследствие взаимодействия с крупномасштабным корональным полем. В отличие от более ранней нашей работы [22] здесь мы зададим более сложное корональное магнитное поле с учетом вытягивания его в радиальное солнечным ветром. В разделе 2 мы приведем данные наблюдений всей цепочки событий в конкретном явлении, которые будут служить основой для выбора параметров модели. В разделе 3 мы опишем модель равновесия

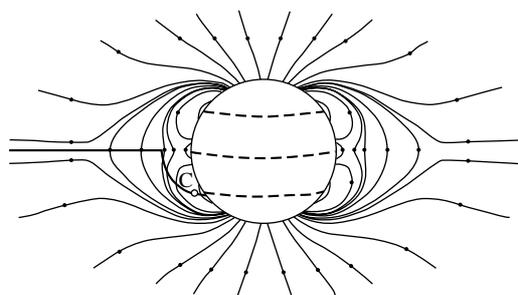
тока в крупномасштабном магнитном поле Солнца. Далее следуют результаты численного решения уравнений движения и их обсуждение.

## 2. ЭРУПЦИЯ ВОЛОКНА И КОРОНАЛЬНЫЙ ВЫБРОС 14 ДЕКАБРЯ 1997 г.

Наглядный и хорошо документированный случай большого разнесения по широте эруптивного протуберанца и коронального выброса описан в работе Гопалсвами и др. [15]. Эрупция протуберанца наблюдалась на радиогелиографе Набеяма 14 декабря 1997 г. Протуберанец в виде очень высокой арки (до  $0,25 R_{\odot}$ ) простирался от  $S20^{\circ}$  до  $S50^{\circ}$ . Он хорошо был виден также на спектрогелиограммах Медонской обсерватории 13 декабря в линии  $Ca K_3$ . Эрупция началась около 00:38 UT. Арка поднималась примерно радиально с ускорением  $5 \text{ м с}^{-2}$  и через 2,5 ч вышла из поля зрения радиогелиографа, достигнув скорости около  $44 \text{ км с}^{-1}$ .

Проявления эрупции в “белой” короне (континууме) стали заметны с 02:03 UT на коронографе LASCO/C2. Они начались с разбухания южной части экваториального стримера. Первоначально практически симметричная относительно экватора форма стримера начинает искажаться. Южная граница его распространяется дальше на юг. К 02:26 UT южная половина стримера на внутренней границе поля зрения коронографа C2 ( $\approx 2R_{\odot}$ ) почти вдвое шире северной (рис. 1). К сожалению, с 02:26 до 06:23 UT данные с коронографа C2 не поступали. На изображении короны в 06:23 UT стример отсутствует — он разрушился. Вместо него на удалении  $\approx 10R_{\odot}$  видна петля СМЕ с плоской или даже “продавленной” вершиной. Угловые размеры ее  $\approx 40^{\circ}$  и она расположена симметрично относительно экваториальной плоскости. Петля движется радиально со скоростью в картинной плоскости  $\approx 570 \text{ км с}^{-1}$ .

Временная последовательность событий хорошо укладывается в рамки представлений о том, что внезапный подъем тока, связанного с протуберанцем, вызывает реорганизацию короны и образование коронального выброса. Хотя экстраполяция скорости протуберанца при постоянном ускорении дает значение лишь  $110 \text{ км с}^{-1}$  для удаления, на котором виден СМЕ [15], такое расхождение не кажется критическим по следующим причинам. Во-первых, ускорение может расти со временем. Его оценка по начальному участку подъема протуберанца должна быть заниженной, так как вблизи положения равновесия силы, действующие на ток сбалансированы. По мере удаления от положения



**Рис. 2.** Силовые линии глобального магнитного поля Солнца, принимаемого в модели. Штриховые линии — линии раздела полярностей на поверхности фотосферы. Жирная сплошная линия в левой части рисунка показывает геометрическое место точек равновесия кольца при различных значениях тока. Точка С — критическое положение, выше которого равновесие неустойчиво.

равновесия дисбаланс возрастает и ускорение увеличивается. Во-вторых, как отмечалось, скорость оболочки СМЕ должна быть выше скорости протуберанца по причине особенностей движения силовых линий в данной магнитной конфигурации. Но пространственная картина кажется противоречащей этой концепции. На начальном этапе протуберанец движется радиально в юго-восточном направлении в гелиографических координатах. Выброс на поздней стадии тоже движется радиально, но в строго восточном направлении. Что заставляет эруптивный протуберанец изменить свое первоначальное направление движения?

### 3. МОДЕЛЬ РАВНОВЕСИЯ ПРОТУБЕРАНЦА В КОРОНАЛЬНОМ ПОЛЕ

По классическим представлениям спокойный протуберанец расположен над линией раздела полярностей фотосферного магнитного поля. Его окружает полость, а над ней, как правило, находится корональный шлем (стример). Но иногда стример охватывает не одну, а несколько крупномасштабных линий раздела полярностей [23]. В данном случае имеется только один стример вблизи экваториальной плоскости, что характерно для минимума активности, а эрупция протуберанца происходит со средних широт. Усредненная идеализованная картина распределения глобального магнитного поля Солнца в минимуме предполагает наличие трех линий раздела полярностей на фотосфере и дипольный характер поля в верхней короне (рис. 2). Таким образом, у поверхности фотосферы доминирует третья гармоника разложения потенциала магнитного поля по сферическим функциям (гексаполь), а на удалении порядка радиуса Солнца — первая гармоника (диполь). Только дипольная составляющая оказывает влияние

на процесс формирования стримера. Вытягивание вершины шлема приписывают действию радиальных потоков плазмы — солнечного ветра [24]. Соответствующую деформацию магнитного поля описывают с помощью поверхности источника [25]: в сферическом слое между фотосферой и поверхностью источника (обычно радиуса  $\approx 2,5R_{\odot}$ ) поле остается потенциальным с граничным условием на поверхности источника, предполагающим отсутствие тангенциальной компоненты. Далее поле чисто радиальное с током в плоскости магнитного экватора — гелиосферным токовым слоем [26].

Рассмотрим аксиально-симметричную модель равновесия волокна в короне. Волокно в ней представляется в виде тонкого плазменного кольца (тора) с током, висящего над фотосферой вдоль гелиографической параллели. Подобную модель для кольца, расположенного строго в экваториальной плоскости анализировали Лин и др. [27]. Уравнение движения в приближении идеальной МГД как известно имеет вид

$$\rho_p \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \text{grad } p + \mathbf{F}_g, \quad (1)$$

где  $\rho_p$  — плотность вещества,  $\mathbf{v}$  — скорость,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $\mathbf{B}$  — магнитная индукция,  $p$  — давление,  $\mathbf{F}_g$  — сила тяжести. После интегрирования по объему тора можно получить уравнение движения всего тора и уравнение для изменения его малого радиуса. Последнее не является предметом нашего настоящего исследования. Достаточно считать выполненными приближенно условия равновесия по малому радиусу  $a$ , которые устанавливают определенные соотношения между величинами, входящими в первое уравнение [28]. В цилиндрической системе координат  $(\rho, \varphi, z)$  с началом в центре Солнца и осью  $z$ , направленной вдоль оси вращения, уравнения движения сегмента тора единичной длины приобретают вид

$$m \frac{d^2 \rho}{dt^2} = \frac{I}{c} (B_z^{(ex)} + B_z^{(m)} + B_z^{(I)}) - mgR_{\odot}^2 \frac{\rho}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{I}{c} (B_{\rho}^{(ex)} + B_{\rho}^{(m)}) - mgR_{\odot}^2 \frac{z}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (3)$$

где  $B^{(ex)}$  — магнитное поле, создаваемое подфотосферными источниками и токами в области солнечного ветра,  $B^{(m)}$  — поле индукционных токов в фотосфере, препятствующих проникновению полю корональных токов внутрь Солнца,  $B^{(I)}$  — поле, создаваемое током, текущим вдоль оси кольца,  $g$  — ускорение свободного падения на уровне фотосферы.

Потенциал фотосферного магнитного поля в сферическом слое при осевой симметрии может быть записан в виде разложения по сферическим функциям [29]:

$$u = R_{\odot} \sum_n P_n(\cos\theta) \times \left[ c_n \left( \frac{r}{R_{\odot}} \right)^n + (1 - c_n) \left( \frac{R_{\odot}}{r} \right)^{n+1} \right] g_n, \quad (4)$$

где  $P_n$  — полиномы Лежандра,

$$c_n = - \left[ \left( \frac{R_s}{R_{\odot}} \right)^{2n+1} - 1 \right]^{-1} \quad (5)$$

— коэффициенты, обеспечивающие равенство нулю потенциала  $u$  на поверхности источника  $r = R_s$ . Компоненты магнитного поля определяются соотношением  $\mathbf{B} = -\text{grad}u$ :

$$B_r^{(ex)} = g_1 \cos\theta p_1(r) + \frac{1}{2} g_3 \cos\theta (5\cos^2\theta - 3) p_3(r), \quad (6)$$

$$B_{\theta}^{(ex)} = \frac{1}{2} g_1 \sin\theta [p_1(r) + 3c_1] + \frac{1}{8} g_3 \sin\theta (15\cos^2\theta - 3) \left[ p_3(r) + 7c_3 \left( \frac{r}{R_{\odot}} \right)^2 \right],$$

$$B_{\varphi}^{(ex)} = 0,$$

где

$$p_1(r) = (1 - c_1) \left( \frac{R_{\odot}}{r} \right)^3 - c_1, \\ p_3(r) = (1 - c_3) \left( \frac{R_{\odot}}{r} \right)^5 - 3c_3 \left( \frac{r}{R_{\odot}} \right)^2.$$

Знаки  $g_1$  и  $g_3$  должны быть одинаковыми, для того чтобы в полярных областях не было особенностей поля, а особая линия располагалась в экваториальной плоскости. Отношение коэффициентов  $g_1/g_3$  определяется высотой  $\xi$  (выраженной в единицах  $R_{\odot}$ ) особой точки (линии) над фотосферой и находится из уравнения  $B_{\theta}^{(ex)}(\xi R_{\odot}, \frac{\pi}{2}) = 0$ :

$$\frac{g_3}{g_1} = \frac{2(s^7 - 1)(\xi^5 - s^3\xi^2)}{3(s^3 - 1)(\xi^7 - s^7)}, \quad (7)$$

где  $s = R_s/R_{\odot}$ . Положение особой точки, в которой соприкасаются три петельные системы, задает в данном случае основную геометрию магнитной конфигурации. За пределами поверхности источника поле радиально, причем

$$B_r^{(ex)}(r, \theta) = B_r^{(ex)}(R_s, \theta) \left( \frac{R_s}{r} \right)^2, \quad r > R_s. \quad (8)$$

Для подстановки в уравнения движения (2), (3) компоненты поля, выраженные в (6) и (8) в сферических координатах, следует перевести в цилиндрические координаты по стандартным формулам:

$$B_{\rho} = B_r \sin\theta + B_{\theta} \cos\theta, \quad (9)$$

$$B_z = B_r \cos\theta - B_{\theta} \sin\theta,$$

$$\sin\theta = \frac{\rho}{r}, \quad \cos\theta = \frac{z}{r}, \quad r = \sqrt{\rho^2 + z^2}.$$

Поле индукционных токов  $B^{(m)}$  может быть найдено с помощью метода изображений, часто применяемого в электростатике. Как известно (см., например, [30, с. 169]), задачи магнитостатики аналогичны задачам электростатики. Из соображений симметрии ясно, что поле индукционных токов вне сферы должно быть эквивалентно полю кольца с током, расположенного внутри сферы на линии, соединяющей внешнее кольцо с центром сферы. Условие постоянства на сфере единственной отличной от нуля компоненты векторного потенциала  $A_{\varphi}$  дает радиус кольца

$$\rho_m = \rho \frac{R_{\odot}^2}{r^2} \quad (10)$$

и силу тока в нем

$$I_m = I \frac{r}{R_{\odot}}. \quad (11)$$

Магнитное поле кольца с током выражается известными формулами [30, с. 173]

$$B_{\rho}^{(m)} = \frac{2I_m}{c} \frac{(z - z_m)}{\rho \sqrt{(\rho_m + \rho)^2 + (z - z_m)^2}} \times \left[ -K(k) + \frac{\rho_m^2 + \rho^2 + (z - z_m)^2}{(\rho_m - \rho)^2 + (z - z_m)^2} E(k) \right] \quad (12)$$

$$B_z^{(m)} = \frac{2I_m}{c} \frac{1}{\sqrt{(\rho_m + \rho)^2 + (z - z_m)^2}} \times \left[ K(k) + \frac{\rho_m^2 - \rho^2 - (z - z_m)^2}{(\rho_m - \rho)^2 + (z - z_m)^2} E(k) \right], \quad (13)$$

где

$$k^2 = \frac{4\rho_m\rho}{(\rho_m + \rho)^2 + (z - z_m)^2}, \quad (14)$$

$K(k)$ ,  $E(k)$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно, а  $z_m$  — координата  $z$ -плоскости кольца.

Поле  $B^{(I)}$ , которое создается током волокна и стремится его растянуть, не может быть вычислено с помощью выражений (12), (13) ввиду их расходимости при  $\rho \rightarrow \rho_m$  и  $z \rightarrow z_m$ . Однако это поле равно с противоположным знаком полю, необходимому для удержания токового плазменного кольца в равновесии [28]:

$$B_z^{(I)} = \frac{I}{c\rho} \left( \ln \frac{8\rho}{a} - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2} \right), \quad (15)$$

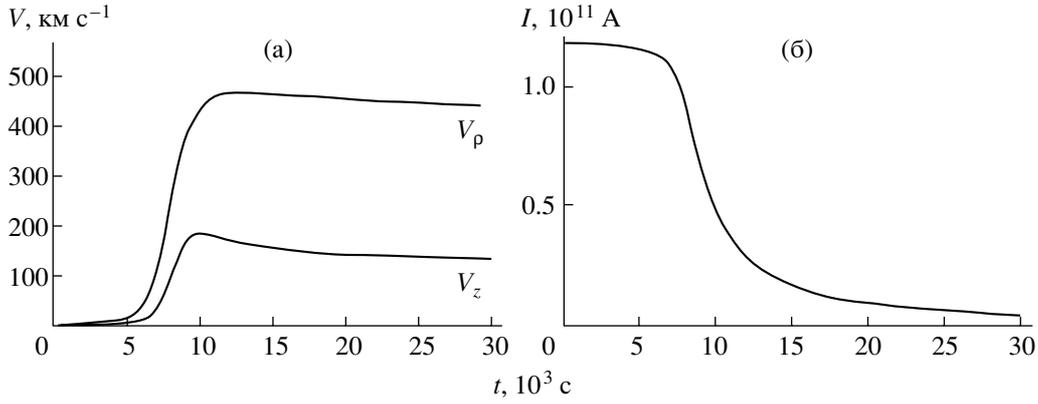


Рис. 3. Временной профиль скорости (а) и электрического тока (б) эруптивного волокна.

где  $l_i$  — коэффициент порядка единицы, зависящий от распределения тока по сечению тора. Поскольку нас в данном случае не интересует детальное распределение поля и давления внутри протуберанца, примем распределение токов по сечению соответствующим бессиловому полю внутри цилиндрической трубки, тогда  $l_i = 1$  [27].

#### 4. НАЧАЛЬНОЕ ПОЛОЖЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ

Решая уравнения (2)–(3) с нулевыми левыми частями при различных значениях тока  $I$ , можно найти положение равновесия волокна. При заданной величине коронального магнитного поля подфотосферных источников в пределах 1–10 Гс равновесие волокна в короне на высоте около 10–30 Мм возможно при значениях тока  $10^{10}$ – $10^{11}$  А. Величина массы протуберанца при типичных значениях  $\approx 10^5$  г см $^{-1}$  не оказывает существенного влияния на положение равновесия в нижней короне в данной модели, так как сила тяжести в десятки раз меньше электромагнитных сил, действующих на волокно. На рис. 2 показана линия, представляющая собой геометрическое место точек равновесия волокна. Каждому значению тока соответствуют две точки равновесия на кривой. Одна из них выше, а другая ниже некоторой критической точки, значению тока в которой  $I_c$  соответствует только одно решение уравнений (2), (3). При токах, больших критического, равновесие в короне невозможно. Ситуация аналогична двумерной модели волокна [31] и аксиальной в чисто дипольном поле [27]: только нижнее положение равновесия устойчиво, а при превышении критического значения тока происходит “катастрофа” с переходом на существенно более высокое положение равновесия (которое может быть недостижимым из-за приобретенной скорости), т.е. эрупция волокна.

Для строгого исследования устойчивости волокна относительно смещений необходимо учесть уравнение индукции, которое выражает в постоянство магнитного потока через контур волокна:

$$\Phi = \Phi_{ex} + LI = \text{const}, \quad (16)$$

где

$$L = 4\pi\rho \left( \ln \frac{8\rho}{a} - \frac{3}{2} \right) \quad (17)$$

— самоиндукция кольца с током [30]. Поток внешнего поля может быть найден интегрированием  $B_z$  по круглой площадке, ограниченной кольцом:

$$\Phi_{ex} = 2\pi \int_0^\rho B_z^{(ex)} \rho' d\rho'. \quad (18)$$

Подставляя в (18) выражения, следующие из (6) и (8) при учете (9), находим

$$\Phi_{ex}(\rho, z) = \begin{cases} \Phi_1|_0^\rho, & r < R_s, \\ \Phi_1|_0^{\rho_0} + \Phi_2|_{\rho_0}^\rho, & r > R_s, z < R_s, \\ \Phi_2|_0^\rho, & z > R_s, \end{cases} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_1(\rho, z) &= \frac{\pi\rho^2}{4r^2} [4g_1r^2p_1(r) - g_3p_3(r)(r^2 - 5z^2)], \\ \Phi_2(\rho, z) &= -\frac{\pi R_\odot^2 z^2}{4r^4} [4g_1r^2p_1(r) - g_3p_3(r)(6r^2 - 5z^2)], \\ \rho_0 &= \sqrt{R_\odot^2 - z^2}. \end{aligned}$$

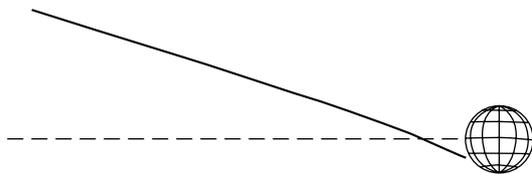


Рис. 4. Траектория движения эруптивного волокна.

## 5. ДВИЖЕНИЕ ВОЛОКНА

Достигнув критической точки в результате медленной эволюции вследствие изменения величины внешнего поля или собственного тока, волокно теряет устойчивость и происходит эрупция. Поведение волокна может быть исследовано путем численного решения уравнений движения (2), (3) совместно с уравнением индукции (16).

На рис. 3а показан временной профиль скорости волокна после того, как вблизи критической точки  $C$  его ток был увеличен примерно на 1%. Сначала скорость волокна мала и оно медленно поднимается вдоль равновесной кривой. Это объясняется тем, что магнитное поле вблизи начального положения равновесия очень слабое — ток течет вдоль нулевой линии суммарного поля фотосферных источников и “отраженного” тока. Затем происходит быстрое ускорение волокна. Вместе с тем из-за увеличения размеров кольца происходит уменьшение величины тока (рис. 3б) в соответствии с уравнением (16). В результате волокно достигает максимальной скорости, которая затем медленно уменьшается. Величина максимальной скорости в определенных пределах почти линейно зависит от массы волокна. Масса, которая оценивается из наблюдений с довольно низкой точностью, играет в данной модели роль свободного параметра, который можно менять для получения соответствия кинематических характеристик с наблюдениями. Впрочем, необходимое для достижения скорости  $v \approx 500 \text{ км с}^{-1}$  значение массы  $m \approx 7,5 \cdot 10^4 \text{ г см}^{-1}$  является типичной оценкой для протуберанцев. В действительности масса эруптивного протуберанца уменьшается при его подъеме, так как часть вещества стекает обратно в хромосферу вдоль “ног” петли, остающейся “привязанной” к Солнцу. Этот эффект, не учитываемый в нашей модели, может скомпенсировать уменьшение скорости на позднем этапе эрупции.

Траектория движения волокна при эрупции показана на рис. 4. Как отмечалось, начальная часть траектории близка к равновесной кривой, показанной на рис. 2. Затем траектория отклоняется от равновесной кривой. По-видимому, начинают оказывать влияние инерционные силы. За счет инерции волокно пересекает экваториальную плоскость и продолжает двигаться далее практически вдоль

прямой под небольшим углом ( $\approx 20^\circ$ ) к экваториальной плоскости.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели движение магнитного жгута в солнечной короне от положения устойчивого равновесия в нижней короне до области солнечного ветра. Этот процесс, как мы полагаем, моделирует эрупцию протуберанца и образование коронального выброса. К сожалению, условия наблюдений в настоящее время таковы, что детально проследить эволюцию плазменного сгустка от начального стационарного состояния до крупномасштабного коронального возмущения — СМЕ — не удастся, или удастся чрезвычайно редко. Поля зрения инструментов, предназначенных для наблюдения внутренней и внешней короны, не перекрываются. Кроме того, достаточно большой для динамических явлений временной интервал между последовательными снимками с космических обсерваторий из-за большой загрузки канала связи разрывает единую картину развития наблюдаемого явления. Эволюция плазменного образования в “скрытый” период может быть сложной, так что экстраполяции снизу и сверху не согласуются. Это, в частности, относится к траектории и скорости протуберанца и коронального выброса.

Поскольку основным механизмом ускорения выбрасываемого в межпланетную среду солнечного вещества (СМЕ) — электродинамический, сложное магнитное поле короны, управляющее движением плазмы, может задавать неожиданную на первый взгляд эволюцию плазменного сгустка. Вместо радиального (т.е. чисто вертикального в данной точке) и прямолинейного движения, плазма может перемещаться вдоль поверхности на значительное расстояние. Если к тому же главная фаза ускорения оказалась скрытой от глаз наблюдателей, то явления в нижней и верхней короне представляются почти не связанными друг с другом. Именно такая ситуация сложилась в событии 14 декабря 1997 г., которое послужило основой для нашего моделирования. Хотя модель не согласуется с наблюдениями в деталях (такой задачи мы, вообще-то говоря, не ставили) она показывает, что наблюдаемые проявления в нижней и верхней короне вполне могут быть следствиями одного и того же процесса расширения магнитного жгута. Мы использовали довольно схематичное представление сложного коронального поля всего лишь двумя сферическими гармониками. Магнитный жгут, соответствующий волокну, полностью оторван от Солнца, тогда как концы петли эруптивного протуберанца всегда остаются связанными с поверхностью Солнца. Это позволяет части вещества стекать обратно в хромосферу и, конечно,

влияет на кинематику явления. Не учитывались никакие диссипативные процессы, а также факторы, приводящие к ускорению солнечного ветра. В силу этих причин модель не в состоянии точно описать реальное событие (например, траектория отклоняется от экваториальной плоскости на небольшой угол), однако она хорошо представляет общую картину явления и связывает воедино кажущиеся противоречивыми наблюдения вблизи поверхности Солнца и на большом удалении.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (00-02-17736), ГНТП "Астрономия", NASA (NAG5-6139, NCC5-8998, программа ISTP/SOLARMAX), NSF (ATM9819924), AFOSR (F49620-00-1-0012).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. F. Webb and R. A. Howard, *J. Geophys. Res.*, **99**, 4201 (1994).
2. O. C. St. Cyr, R. A. Howard, and N. R. Sheeley, Jr. *et al.*, *J. Geophys. Res.* **105**, 18169 (2000).
3. R. M. Illing and A. J. Hundhausen, *J. Geophys. Res.* **91**, 10951 (1986).
4. A. J. Hundhausen and *J. Geophys. Res.* **98** 13177 (1993).
5. M. D. Andrews, A.-H. Wang, and S. T. Wu, *Solar Phys.* **187**, 427 (1999).
6. N. S. Shilova, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **144**, 371 (2000).
7. N. R. Sheeley, Jr., R. A. Howard, M. J. Koomen, and D. J. Michels, *Astrophys. J.* **272**, 349 (1983).
8. D. F. Webb and A. J. Hundhausen, *Solar Phys.* **108**, 383 (1987).
9. O. C. St. Cyr and D. F. Webb, *Solar Phys.* **136**, 379 (1991).
10. F. Crifo, J. P. Picat, and M. Cailloux, *Solar Phys.* **83**, 143 (1983).
11. D. G. Sime, R. M. MacQueen, and A. J. Hundhausen, *J. Geophys. Res.* **89**, 2113 (1984).
12. A. J. Hundhausen, *The Many Faces of the Sun: a Summary of the Results From NASA's Solar Maximum Mission* / Eds. K. T. Strong, J. L. R. Saba, B. M. Haisch, J. T. Schmelz New York: Springer, 143 (1999).
13. D. F. Webb, *New Perspectives on Solar Prominences. IAU Colloquium 167. ASP Conference Series. 150* / Eds. D. Webb, D. Rust, B. Schmieder. San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 463 (1998).
14. E. W. Cliver and D. F. Webb, *Ibid.* 479.
15. N. Gopalswamy, Y. Hanaoka, and H. S. Hudson, *AdSpace Res.* **25**, 1851 (2000).
16. A. J. Hundhausen, *The Many Faces of the Sun: A Summary of the Results From NASA's Solar Maximum Mission* / Eds. Strong K.T. et al. New York: Springer-Verlag, 143 (1999).
17. B. P. Filippov, *New Perspectives on Solar Prominences, IAU Colloquium 167, ASP Conf. Ser. 150* / Eds. Webb D., Rust D., Schmieder B. San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 257 (1998).
18. Б. П. Филиппов, *Изв. РАН сер. физ.* **63**, 2174 (1999).
19. B. C. Low, *Solar Phys.* **167**, 217 (1996).
20. Б. П. Филиппов, Н. С. Шилова, *Астрон. журн.* **72**, 222 (1995).
21. B. P. Filippov, *Astron. Astrophys.* **313**, 277 (1996).
22. R. Schwenn, B. Inhester, S. P. Plunkett, A. Epple *et al.*, *Solar Phys.* **175**, 667 (1977).
23. B. P. Filippov, A. V. Lozheckin, and N. Gopalswamy, *Solar Phys.* 2001 (in press).
24. G. W. Pneuman, *Solar Phys.* **6**, 225 (1969).
25. K. H. Schatten, J. M. Wilcox, and N. F. Ness, *Solar Phys.* **6**, 442 (1969).
26. I. S. Veselovsky and O. A. Panassenko, *AdSpace Res.* **26**, 819 (2000).
27. J. Lin, T. G. Forbes, P. A. Isenberg, and P. Demoulin, *Astrophys. J.* **504**, 1006 (1998).
28. В. Д. Шафранов, *Вопросы теории плазмы*, вып. 2 / Ред. Леонтович М.А. М.: Госатомиздат, 92 (1963).
29. M. D. Altschuler and G. Newkirk, Jr., *Solar Phys.* **9**, 131 (1969).
30. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*. М.: Наука, 664 (1992).
31. М. М. Молоденский, Б. П. Филиппов, *Астрон. журн.* **64**, 1079 (1987).