

Скрученные магнитные петли в короне Солнца и корональные выбросы массы

А. А. Соловьев

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Пулковское шоссе 65, г. Санкт-Петербург, 196140, Россия
E-mail: solov@gao.spb.ru*

Рассматривается проблема теоретического моделирования наблюдаемых в солнечной короне и межпланетном пространстве корональных выбросов массы (КВМ). Эти явления, наряду с солнечными вспышками, играют определяющую роль в формировании гелиосферы и космической погоды, поэтому исследования природы КВМ весьма актуальны. Показано, что имеющиеся сегодня теоретические модели петельных выбросов массы основаны на неверных представлениях о структуре магнитных жгутов на Солнце и нуждаются в пересмотре. Проанализирована динамика скрученной магнитной петли в квазипродольном внешнем магнитном поле. Показано, что даже при относительно небольшой скрученности магнитного поля такая петля может быть выброшена на высоту до 100000 км. Теоретически рассчитанный режим движения петли хорошо соответствует динамике одного из наблюдавшихся на TRACE финитных выбросов.

Введение

В последние десятилетия, благодаря активному использованию космических телескопов, выяснилось, что геоэффективное воздействие солнечной активности, космическая погода, состояние магнитосферы и ионосферы Земли обусловлены, не только солнечными вспышками, но и таким явлением, как корональные выбросы массы (КВМ). Это явление представляет собою сложный нестационарный процесс, связанный с быстрым квазирadiaльным движением неравновесных магнитных трубок (магнитных жгутов) в солнечной атмосфере. Внутри этих скрученных магнитных трубок (петель, колец), выбрасываемых со скоростями до 2000 км/с, и в их непосредственной окрестности находится горячая плазма, ускоренные частицы, множественные токовые слои ([1-4] и др.). КВМ тесно связаны с солнечными вспышками, но, вообще говоря, не являются, как считалось ранее, простой составной частью вспышечного процесса. КВМ – достаточно самостоятельное явление, оно может как предшествовать вспышке, так и сопровождать ее, оно может происходить и в отсутствие видимой вспышечной активности. Общим в солнечной вспышке и в КВМ является то, что в обоих случаях мы имеем дело с резким, взрывообразным выделением магнитной энергии, запасенной ранее в той или иной квазиравновесной магнитной конфигурации (см., например, [2, 3]). Разница лишь в том, что в одном случае основная часть этой энергии идет на нагрев плазмы и ускорение частиц (вспышка), а в другом – тратится на механическое ускорение макроскопических масс газа вместе с замороженным в него магнитным полем (КВМ). В тех случаях, когда магнитная энергия распределяется более или менее равномерно по всем возможным “направлениям”, возникает впечатление тесной генетической связи КВМ и солнечной вспышки. Все вышесказанное обеспечивает большой интерес к исследованиям природы корональных выбросов, и количество работ, посвященных этой тематике, в последние годы быстро растет.

Мы станем рассматривать только теоретический аспект проблемы, т. е. теоретические модели, описывающие механизмы формирования и развития КВМ. Таких работ также довольно много, но общим для них является признание того, что основной движущей силой выброса является магнитная сила – другого механического движителя, эффективно и длительно действующего против силы

тяжести, предложить невозможно. Известно, что не менее 1/3 всех выбросов имеют геометрическую форму раздувающейся и поднимающейся петли, поэтому одним из основных направлений развития теоретических моделей КВМ является моделирование выбросов, имеющих выраженную петельную форму, т. е. в качестве основного “драйвера” всего явления рассматривается скрученный магнитный жгут – петля, концы которой закреплены в фотосфере. Такого рода петельные модели описаны еще в известной книге Э. Приста 1985 г. [5]. (В обсуждаемых там петельных моделях транзитов магнитная сила рассчитывается очень грубо, по порядку величины, оценки эти проводятся без учета специфики электрических токов в плазме, о чем подробно будет сказано ниже, и делается необоснованный вывод о том, что магнитная сила меняется с высотой, как и сила тяжести, по закону обратных квадратов.) В книге “Магнитное пересоединение” 2005 г. [6] Э. Прист и Т. Форбс, рассматривая проблему КВМ с точки зрения магнитного пересоединения, подчеркивают ([6], с. 408), что судя по результатам наблюдений последних лет основным типом пересоединения является пересоединение магнитных силовых линий в области под поднимающейся магнитной петлей. Это приводит к нарастанию потока азимутального магнитного поля в объеме жгута, что, в свою очередь, служит основой для непрерывного ускорения всей петли в целом вплоть до некоторой максимальной скорости. Таким образом, доминирующей в теории КВМ сегодня остается концепция подъема магнитной петли, которая по тем или иным причинам в какой-то момент оказывается неуравновешенной в солнечной атмосфере вследствие скрученности, т. е. наличия в ней жгутовой структуры. Жгутовые модели КВМ активно развиваются в последние годы ([1, 7-12] и др.). К сожалению, во всех аналитически построенных жгутовых моделях КВМ используются неправильные формулы для магнитной силы, не учитывающие эффект экранировки электрических токов, присущий магнитным жгутам в хорошо проводящей космической плазме, о котором пойдет речь ниже. При разработке теории КВМ важно с самого начала взять за основу достаточно простую базовую модель явления, в которой все элементы были бы прояснены и поняты с максимально возможной степенью полноты. В качестве такой базовой модели КВМ мы и предлагаем в настоящей работе модель скрученной магнитной петли во внешнем магнитном поле.

1. Экранированность магнитных жгутов в космической плазме

Речь идет об учете фундаментального электродинамического эффекта, который до сих пор не осознан в должной мере. Дело в том, что магнитные поля, возникающие и исчезающие в фотосфере Солнца на очень малых временах (часы, сутки, десятки суток), являются сугубо локальными образованиями. Для каждого из них можно мысленно выбрать такой замкнутый контур, в точках которого магнитное поле изучаемого объекта (пятна, волокна, петли) заведомо отсутствует. Магнитное поле, вышедшее на поверхность Солнца в виде локальной магнитной силовой трубки, может распространяться в окружающее пространство только двумя способами:

1) механически расталкивая в стороны окружающую плазму за счет своего магнитного давления, без проникновения магнитного поля силовой трубки в подвижные элементы внешней среды, и

2) непосредственно проникая в окружающую среду за счет диффузии магнитного поля, обусловленной конечной проводимостью плазмы.

Второй способ не играет сколь-либо существенной роли, поскольку скорость диффузии, обусловленная омическими потерями электрических токов в космической плазме, обычно очень низка, и толщина скин-слоя оказывается поэтому ничтожно мала по сравнению с характерными размерами исследуемого активного образования. Согласно известной формуле, $\tau = (4\pi\sigma\delta^2)/c^2$, связывающей между собой толщину скин-слоя δ и характерное время процесса τ , в условиях солнечной фотосферы при проводимости плазмы (по Каулингу [13], с. 539, 545) $\sigma = 10^{12}$ (в ед. СГС – обратных секундах, 1/с) и характерном времени изменения 10^5 с (1 сутки) глубина слоя проникновения поля в окружающую плазму составит всего 30 км. В хромосфере и короне эта величина окажется на несколько порядков меньше за счет быстрого роста температуры и, соответственно, проводимости с высотой. Аналогичные оценки можно получить и для магнитных звезд.

Таким образом, магнитные поля активных областей на Солнце, выходя в фотосферу и более высокие слои солнечной атмосферы, просто механически расталкивают окружающую плазму (вместе с вмороженным в нее внешним по отношению к всплывающему потоку магнитным полем), резко расширяясь и ослабляясь по мере своего подъема вверх. При этом всегда сохраняется достаточно резкая граница между образовавшейся новой магнитной структурой и ее внешним окружением. Плазма этого внешнего окружения, как правило, также имеет свое прежде в ней существовавшее магнитное поле, которое деформируется по мере “расталкивания” окружающей среды более сильным всплывающим и расширяющимся новым потоком, но важно подчеркнуть, что это именно внешнее магнитное поле, которое пространственно не перемешивается с полем всплывающего элемента вследствие малости эффектов омической диффузии. Тонкая подвижная граница между всплывающим новым потоком и его окружением обычно находится на периферии объекта, в области довольно слабых полей, и, как правило, никак не отслеживается наблюдательными средствами. Для этого необходима постановка особой наблюдательной задачи, что никогда не делается. Но сам факт существования такой границы несомненен.

Если некоторую магнитную силовую трубку скрутить на ее торцах локальными вихревыми движениями плазмы, то вдоль оси этой трубки потечет электрический ток. На периферии выделенного цилиндрического объема, где вихревое поле достаточно резко обрывается (падает с расстоянием от оси быстрее, чем $1/r$), ток будет иметь другой знак. Поскольку магнитное поле вне трубки B_{ex} остается нескрученным (невозможно скрутить все пространство!), полный электрический ток через сечение магнитного жгута обратится в нуль (рис. 1). Вот такие скрученные магнитные трубки, “плавающие в океане” высокопроводящей космической плазмы, и называют магнитными жгутами.

В приближении МГД током смещения пренебрегают, и тогда связь вихревого магнитного поля и плотности тока задается уравнением Ампера:

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}.$$

В интегральной форме оно имеет вид:

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int_S \mathbf{j} ds = \frac{4\pi}{c} I, \tag{1}$$

т. е. циркуляция магнитного поля по любому произвольно выбранному замкнутому контуру напрямую связана с полным электрическим током, который охватывается этим контуром.

Если внешнее по отношению к жгуту магнитное поле достаточно слабое или отсутствует вовсе, то, проводя произвольный замкнутый контур через точки этой внешней среды, мы, согласно (1), получаем, что данный ток равен нулю: $I = 0$ (см. рис. 1, а также рис. 2). В этом и заключается эффект экранировки электрических токов (current confinement) в высокопроводящей космической плазме.

Если внешнее по отношению к жгуту магнитное поле не мало и определенным образом деформировано всплывшим магнитным элементом, то циркуляция магнитного поля вдоль некоторого произвольного замкнутого контура, имеющего относительно небольшие размеры, сравнимые с размерами области всплытия, вообще говоря, не обратится нулю, т. е. в области локальной деформации внешнего магнитного поля может наблюдаться некоторый интегральный электрический ток. Однако под-

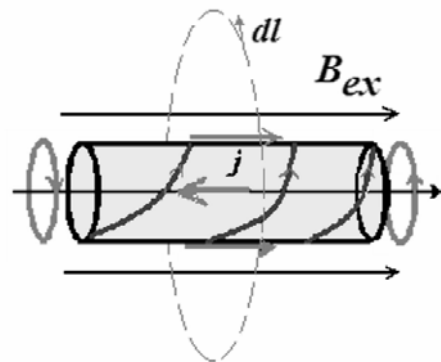


Рис. 1. Магнитная трубка, скручиваемая на торцах локальными вихревыми движениями плазмы. Вне области скручивания азимутальное магнитное поле равно нулю (локальный вихрь не может скрутить все пространство вокруг жгута)

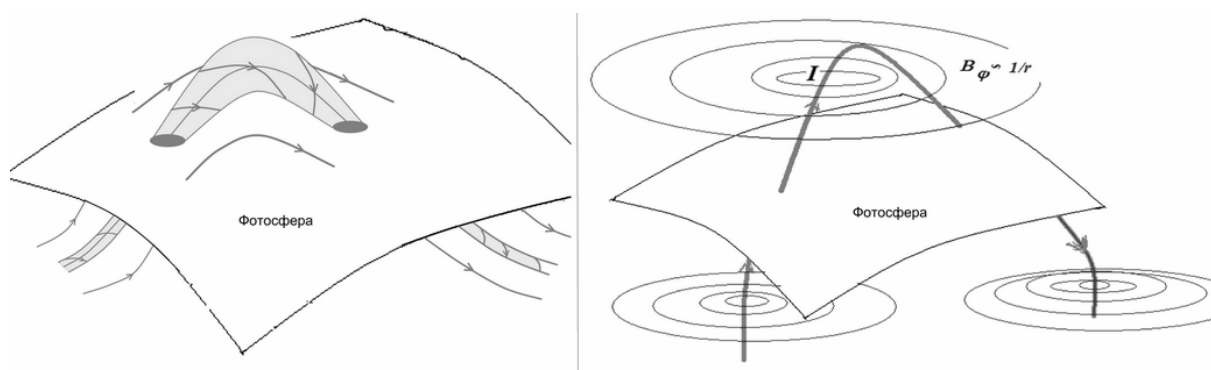


Рис. 2. Слева изображено всплытие скрученной магнитной силовой трубки в солнечной фотосфере, полный продольный ток равен нулю. Справа: так выглядела бы картина магнитных силовых линий в случае незранированного линейного тока. Магнитное поле такого тока было бы распределено не только над фотосферой, но и во всем теле Солнца, в плотных высокопроводящих слоях, самоиндукция такого тока была бы колоссальна, характерные времена его изменения составляли бы миллионы и миллиарды лет, а не часы или сутки, как это происходит в действительности

черкнем, это – именно локальный эффект: если выбрать замкнутый произвольный контур достаточно удаленным, проходящим по таким точкам, где вихревое магнитное поле отсутствует, или, по меньшей мере, убывает с расстоянием от области локальной деформации быстрее, чем по закону $1/r$, то мы снова приходим к условию $I = 0$. Этот факт сам по себе давно и хорошо осознан в космической электродинамике еще в 40-х и 50-х годах, когда обсуждались проблемы, связанные с тем, что крупномасштабные электрические токи в космической плазме, не будь они экранированы, обладали бы огромной самоиндукцией, и характерные времена их изменения измерялись бы не часами и сутками, как это наблюдается в действительности, а миллионами и миллиардами лет. В более позднее время этот эффект, в частности, рассмотрен и явно учтен в известной книге Е. Паркера [14], его принципиально важное для космической электродинамики значение было особо подчеркнуто в замечательном обзоре Б. Кадомцева [15], где даже приведен соответствующий рисунок локального замыкания электрических токов в магнитной силовой трубке, неоднородно скрученной по ее длине: когда участки сильно скрученного поля перемежаются участками, на которых магнитная силовая трубка слабо скручена или не скручена вовсе.

К сожалению, даже авторитет Паркера и Кадомцева не повлиял на ситуацию. При описании динамики магнитных жгутов на Солнце до сих пор сохраняется инерция чисто “лабораторного” подхода, при котором подразумевается, что вокруг каждого квазистационарного тока в космической плазме со скоростью света автоматически устанавливается и каким-то непонятным образом поддерживается во всем окружающем пространстве внешнее потенциальное магнитное поле (т. е. имеется “дальнодействующая” магнитная “оплетка”, в которой азимутальное поле падает с расстоянием от оси медленно, как $1/r$:

$$B_{\phi}(r) = 2I/cr. \quad (2)$$

Процесс формирования вокруг провода с постоянным током внешнего потенциального магнитного распределения, как известно из элементарной физики, действительно имеет место при протекании квазипостоянного тока по проводнику (тонкому проводу), находящемуся в

вакууме (или в воздухе), где электромагнитное поле может беспрепятственно распространяться со скоростью света, но он совершенно исключен в плазме, где наибольшая скорость распространения относительно медленных (описываемых в рамках магнитной гидродинамики) возмущений ограничена скоростью “быстрой магнитозвуковой волны” (корень квадратный из суммы квадратов альвеновской и звуковой скоростей), а скорость проникновения самого магнитного поля в окружающую плазму – скоростью его диффузии, обусловленной проводимостью плазмы (см. выше).

Тем более непонятно, как неэкранированные электрические токи, имеющие дальнюю действующую магнитную оплетку (2), могли бы всплывать с больших глубин из подфотосферных слоев Солнца, ведь окружающее их медленно спадающее магнитное поле распределено в огромном объеме – практически во всем теле Солнца, и оно заморожено в этом объеме! Всплытие такой магнитной структуры потребовало бы кардинальной и очень быстрой перестройки всех слоев Солнца, чего, конечно, не наблюдается.

Магнитные токовые петли, находящиеся в солнечной атмосфере, могут взаимодействовать друг с другом только при непосредственном механическом контакте (этот процесс детально описан, в частности, в широко известной работе Голда и Хойла [16]), но тем не менее спустя почти полвека, продолжают появляться работы, в которых рассматривается индукционное взаимодействие двух электрических токов в солнечной атмосфере, когда изменение одного из них наводит через внешнее магнитное поле провода (2) э.д.с. в соседнем контуре, в точности так, как если бы шла речь о проводах с токами, находящимися в вакууме или в воздухе [17, 18].

Такой “лабораторный” подход резко противоречит основным положениям МГД и физики космической плазмы. Он приводит, в частности, к тому, что имеющиеся на сегодня теоретические модели петельных корональных выбросов, рассматривающие в качестве движителя энергию скрученного магнитного поля, оказываются основанными на формулах, в которых выражения для магнитной энергии и коэффициентов самоиндукции содержат члены вида $\ln(8R/a)$, где R – радиус кривизны магнитной петли, a – радиус ее малого (поперечного) сечения ($R/a \gg 1$). Это однозначно говорит о том, что авторы (иногда, возможно, и сами того не подозревая, поскольку на рисунках поле (2) обычно не показывается!) используют представления о наличии внешнего потенциального магнитного поля (2) во всем пространстве вокруг электрического тока в плазме.

2. Силы, действующие на магнитный жгут

Эффект экранированности электрических токов радикально меняет условия равновесия и устойчивости жгутовых магнитных структур в космической плазме, в частности, на поверхности Солнца. В работах [19-24] нами были выведены и использованы для различных приложений формулы для сил, действующих на единичный элемент магнитного жгута, находящегося в плазме, свободной от поля. Эти формулы записаны для величин, усредненных по поперечному сечению жгута. Такая форма особенно удобна для астрофизических приложений, поскольку конкретное распределение магнитного поля внутри скрученной магнитной трубки нам, как правило, из наблюдений неизвестно. Позже на несколько лет часть этих формул в той же усредненной форме была получена и Е. Паркером в его статьях и в монографии [14]. Ссылок на наши более ранние работы, в которых были выведены аналогичные выражения, в [14] нет, но в данном случае речь идет не о приоритете, а о том, что сам физический эффект экранировки электрических токов в магнитных жгутах так до сих пор и остается незамеченным и непонятым.

Ниже мы приводим основные формулы, необходимые для расчета динамики магнитных жгутов в солнечной атмосфере при тех или иных внешних условиях.

1. Условие поперечного равновесия магнитного жгута в среде без внешнего магнитного поля, выраженное через средние по сечению жгута πa^2 величины, имеет вид:

$$P_{\text{ex}} = \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} + \langle P \rangle. \quad (3)$$

Использована локальная цилиндрическая система координат, значком “ex” отмечены величины, относящиеся к внешней среде, угловые скобки означают усреднение по сечению жгута. Магнитное поле в жгуте имеет продольную и азимутальную составляющие: $\mathbf{B} = (0, B_z(r), B_\phi(r))$. Азимутальное поле не входит в (3) вследствие условия экранировки $I = 0$. Обычно рассматриваются достаточно тонкие магнитные жгуты ($R \gg a$). В этом случае движения плазмы по малому радиусу петли a и по радиусу ее изгиба R можно разделить и считать, что во все время движения (вытягивания) магнитной петли условие (3) выполняется.

Сила, действующая по радиусу изгиба жгута-петли R , равна

$$F_R(1) = -\frac{1}{R} \left\{ 2 \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} - \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} \right\} = -\frac{1}{R} \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} (2 - \kappa). \quad (4)$$

Здесь $\kappa = \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{\langle B_z^2 \rangle}$ – интегральная скрученность магнитного поля в жгуте. Имеется состояние устойчивого в среднем равновесия при $\kappa = 2$.

2. Поперечное равновесие магнитного жгута в среде с внешним квазипродольным магнитным полем требует следующего баланса давлений (рис. 3):

$$P_{\text{ex}} + \frac{B_{\text{ex}}^2}{8\pi} = \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} + \langle P \rangle. \quad (5)$$

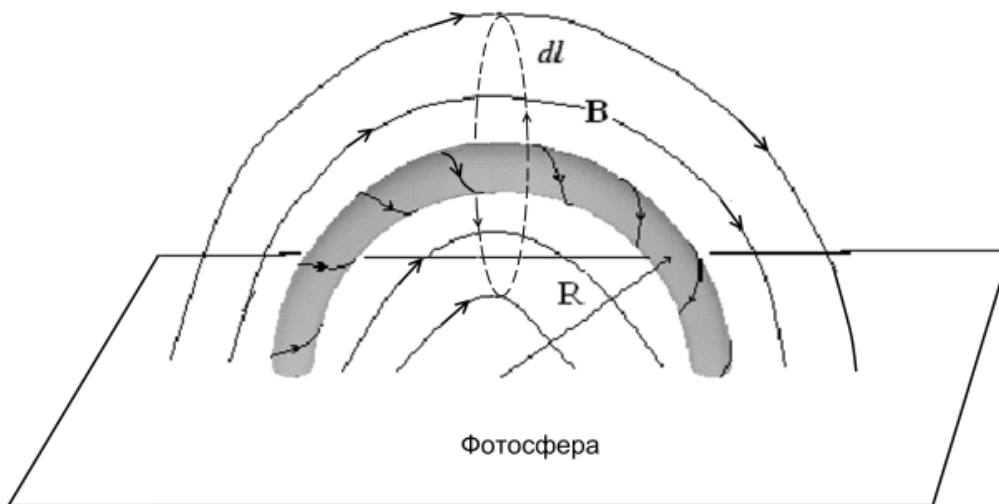


Рис. 3. Магнитный жгут в форме петли – полутора в окружении внешнего квазипродольного поля. Циркуляция внешнего магнитного поля по произвольному контуру, охватывающему поперечное сечение жгута (показан пунктиром), очевидно, равна нулю, поскольку элементы контура dl образуют прямой угол с силовыми линиями внешнего нескрученного магнитного поля

Сила, действующая по радиусу изгиба R , в этом случае может быть представлена в виде:

$$F_R(2) = \frac{1}{R} \left\{ \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} + 2(\langle P \rangle - P_{\text{ex}}) \right\}. \quad (6)$$

Давление газа в корональной магнитной петле $\langle P \rangle$ обычно выше, чем в окружающей короне, поэтому оба члена в фигурной скобке положительны, и равновесие в такой магнитной петле изначально отсутствует! Нет смысла исследовать его устойчивость, следует сразу рассматривать закон ее движения под действием силы $F_R(2)$ и силы тяжести. Сила $F_R(2)$ положительна, значит, петля вытягивается вверх и в стороны.

3. Равновесие жгута во внешнем магнитном поле с поперечной по отношению к оси жгута составляющей $B_{\text{ex},\perp} \neq 0$. В этом случае:

$$F_R(3) = \frac{1}{R} \left\{ \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} + 2(\langle P \rangle - P_{\text{ex}}) - \frac{R}{a} \frac{B_{\text{ex},\perp}}{2\pi} B_\phi \Big|_{(r=a-0)} \right\}. \quad (7)$$

В фигурной скобке появляется отрицательное слагаемое $-\frac{R}{a} \frac{B_{\text{ex},\perp}}{2\pi} B_\phi \Big|_{(r=a-0)}$. Поскольку обычно $R/a \gg 1$, то удержание скрученной магнитной петли в короне Солнца внешним магнитным полем становится в принципе возможным! Но оно легко может быть нарушено даже при небольшом изменении взаимной ориентации магнитной петли и внешнего поля.

Результаты, приведенные в этом разделе, можно получить из известных формул В. Д. Шафранова [25] при учете свойства экранированности токов и/или прямым интегрированием уравнений движения магнитного жгута [23, 24], а также методом, изложенным в [21].

3. Динамика скрученных магнитных петель и финитные выбросы корональной массы

Хотя основные формулы, описывающие силы, действующие на скрученный магнитный жгут, были получены нами давно, в начале 70-х [19-21], и даже были проанализированы основные динамические эффекты [22, 23, 26, 27], последовательной разработки модели КВМ на основе этих результатов до сих пор не проводилось. Это было связано как с недостатком (до недавнего времени) надежного наблюдательного материала, так и с тем, что основное внимание авторского коллектива уделялось другим аспектам физики корональных магнитных петель: исследованию их волновых и колебательных свойств с учетом сильной неоднородности их радиальной структуры [28-31]. В последние годы ситуация заметно изменилась, количество наблюдаемых явлений КВМ, благодаря успешной работе УФ телескопа TRACE и УФ коронографа LASCO, установленного на КА SOHO, резко возросло, изменилось и само понимание роли КВМ в геоэффективных проявлениях солнечной активности, в формировании космической погоды.

Нам представляется, что для успеха теоретического моделирования КВМ, как очень сложного, многостадийного и нелинейного процесса, необходимо начать с разработки простой базовой модели петельного выброса, который ограничен по высоте (так называемые финитные или ограниченные, confined, выбросы). В такой модели можно ограничиться учетом только двух сил: магнитной и гравитационной и получить простые аналитические формулы для основных режимов движения. В дальнейшем можно будет, усложняя модель, учитывать все более тонкие и сложные эффекты, а также переходить к численному моделированию всего явления, имея в качестве контрольных примеров уже хорошо известные из аналитической модели достаточно простые частные ситуации.

В работе [27] в 1985 г. нами рассматривалось движение слабоскрученной магнитной петли во внешнем квазипродольном поле (рис. 3). Было получено, что возможны два различных режима движения скрученной магнитной петли:

1. Ускорение. Пока скорость движения вершины петли V меньше альвеновской V_a и длина петли невелика. На этой стадии вращательный момент M_T поддерживается в вершине петли постоянным за счет его переноса торсионными альвеновскими волнами вдоль петли от ее оснований к вершине.

2. Торможение. Когда V достигает альвеновской скорости V_a , и длина петли значительно увеличивается, торсионные альвеновские волны уже не успевают обеспечивать постоянство вращательного момента вдоль петли, и движение вершины петли начинает происходить с другим интегралом: с сохранением потока азимутального поля в вершине петли (сохраняется количество кольцевых силовых линий в элементе объема петли). В численном примере, приведенном в работе [27], для величины альвеновской скорости в петле V_a принималось значение 300 км/с.

В данном случае мы имеем дело с успешным и весьма заблаговременным предсказанием теории: как раз такой режим выброса скрученной магнитной петли (вначале – ускорение до V_a , а затем – торможение до остановки) был описан в работе наших китайских коллег [32] (рис. 4), обработавших один из фильмов KBM, полученных на TRACE.

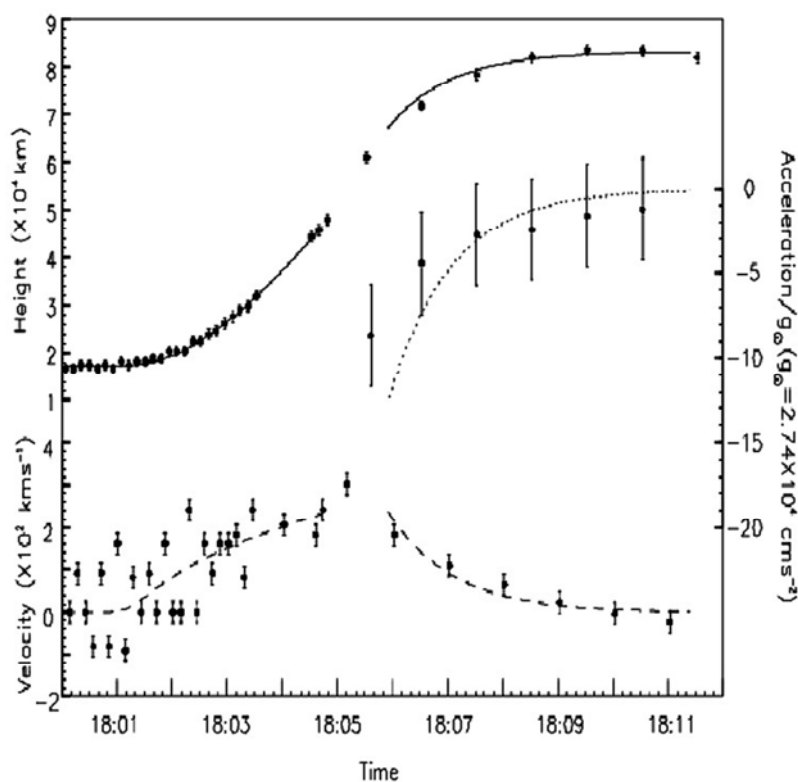


Рис. 4. Рисунок взят из работы Ji H. et al. [32]. Описывается динамика финитного выброса, наблюдавшегося на TRACE 27.05.2002 г. $H(t)$ – высота вершины взлетающей петли, $V(t)$ – ее скорость, $A(t)$ – ускорение. По горизонтальной оси отложено время в минутах

Как показали проведенные нами численные расчеты, очень хорошее совпадение теоретических и наблюдаемых зависимостей получается именно при $V_a = 300$ км/с и при интегральной скрученности (отношение среднего по сечению квадрата энергии азимутального поля к такой же величине продольного поля) всего около 0.05 ± 0.07 ! Как видим, даже слабой скрученности магнитного поля петли оказывается достаточно для производства такого финитного выброса. При большей скрученности поля петля улетит дальше и будет подхвачена солнечным ветром.

4. Выводы

1. Токовые магнитные структуры в космической плазме и, в частности, на поверхности Солнца, возникающие вследствие локальной скрученности магнитного поля вихревыми, сдвиговыми, широкими и т. п. движениями высокопроводящего газа, имеют свои специфические особенности. Одной из важнейших таких особенностей является экранирование полного электрического тока магнитного жгута (current confinement).

2. Учет электрического экранирования резко меняет условия равновесия и динамические свойства магнитного жгута в целом. Для экранированного магнитного жгута, в зависимости от структуры внешнего магнитного поля, возможны различные способы удержания и различные режимы движения (выброса) под действием магнитной и гравитационной сил.

3. Исследование динамики скрученных магнитных петель с учетом современных достижений наблюдательной астрономии позволит значительно углубить понимание природы КВМ и разработать новый класс теоретических моделей этого явления, более адекватных по своей физической природе реальным солнечным объектам, чем те, что обсуждаются в литературе в настоящее время.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН-16 и гранта СПбНЦ №77.

Литература

1. Chen J. Physics of coronal mass ejections: a new paradigm of solar eruptions. *Space Science reviews*. 2001, Vol. 95, pp. 165-190.
2. Moore R. L., Sterling A. C., Hudson H. S., Lemen J. R. Onset of the magnetic explosion in solar flares and coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 2001, Vol. 552, pp. 833-848.
3. Chen P. F., Shibata K. An emerging flux trigger mechanism for coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 2000, Vol. 545, pp. 524-531.
4. Chen J., Krall J. Acceleration of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*. 2003, Vol. 108, Issue A11, pp. SSH 2-1.
5. Прист Э. Солнечная магнитная гидродинамика. Москва, Мир, 1985.
6. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. Москва, Физматлит, 2005.
7. Chen J., *J. Geophys. Res.* Theory of prominence eruption and propagation: Interplanetary consequences. 1996, Vol. 101, pp. 27499-27520.
8. Sturrock P. A., Weber M., Wheatland M. S., Wolfson R. Metastable magnetic configurations and their significance for solar eruptive events. *Astrophys. J.* 2001, Vol. 548, pp. 492-496.
9. Forbes T. G., Linker J. A., Chen J. et al. CME Theory and Models. *Space Science Reviews*. 2006, Vol. 123, Issue 1-3, pp. 251-302.
10. Krall J., Chen J., Duffin R. T., Howard R. A., Thompson B. J. Erupting solar magnetic flux ropes: theory and observations. *Astrophys. J.* 2001, Vol. 562, pp. 1045-1057.
11. Chen, J., Marqué, C., Vourlidas, A., Krall, J., Schuck, P. W. The Flux-Rope Scaling of the Acceleration of Coronal Mass Ejections and Eruptive Prominences. *Astrophys. J.* 2006, Vol. 649, pp. 452-463.
12. Fan Y., Gibson S. E. Onset of coronal mass ejections due to loss of confinement of coronal flux ropes. *Astrophys. J.* 2007, Vol. 668, pp. 1232-1245.
13. Cowling T. G. Solar Electrodynamics. Chapter 8 in the book "The Sun" Ed. by G.P. Kuiper. The University of Chicago Press, Chicago. 1953.
14. Parker E. *Cosmical Magnetic Fields*. Part I, Clarendon Press. Oxford. 1979.
15. Кадомцев Б. Б. Перезамыкание силовых линий в магнитной гидродинамике. // В кн. "Нелинейные волны". Москва, Наука, 1979, с. 131-169.
16. Gold T., Hoyle F. On the origin of solar flares. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1960, Vol. 120, pp. 89-105.
17. Khodachenko M. L., Haerendel G., Rucker H. Inductive electromagnetic effects in solar current-carrying magnetic loops. *Astronomy & Astrophys.* 2003, Vol. 401, pp. 721-732.
18. Khodachenko M. L., Zaitsev V. V., Kislyakov A. G., Rucker H., Urpo S. Low-frequency modulations in the solar microwave radiations as a possible indicator of inductive interaction of coronal magnetic loops. *Astronomy & Astrophys.* 2005, Vol. 433, pp. 691-699.

19. Соловьев А. А. .О всплывании магнитных жгутов в конвективной зоне, I. П.Ш. Солнечные данные. 1971, №5, с. 86-93; №10, с. 93-98; №11, с. 90-96.
20. Соловьев А. А. О структуре магнитного жгута над фотосферой. Солнечные данные. 1972, №2, с. 94-98.
21. Соловьев А. А. Термодинамика магнитного жгута. Письма в *Астрономический журнал*. 1976, Т. 2, №1, с. 39-44.
22. Соловьев А. А. К вопросу об устойчивости граничного слоя скинированного магнитного жгута. Письма в *Астрон. журнал*. 1977, Т. 3, №7, с. 319-321.
23. Соловьев А. А., Уралов А. М. Равновесие и устойчивость жгутовых магнитных структур на Солнце. Письма в *Астрон. Журнал*. 1979, Т. 5, №9, с. 465-469.
24. Соловьев А. А. Уравнение движения и собственные колебания магнитного тороида. Солнечные данные. 1981, №11, с. 93-98.
25. Шафранов В. Д. Равновесие плазмы в магнитном поле. *Вопросы теории плазмы*, Москва, Атомиздат, 1962, вып. 2, с. 92-132.
26. Соловьев А. А. Об устойчивости равновесных состояний магнитного жгута. *Астрономический журнал*. 1981, Т. 58, №3, с. 597-603.
27. Соловьев А. А. Динамика скрученных магнитных петель. *Астрофизика*. 1985, Т. 23, №2, с. 393-408.
28. Соловьев А. А., Михалыев Б. Б., Киричек Е. А. Радиационное затухание колебаний корональных петель. *Физика плазмы*. 2002, Т. 28, №8, с. 758-764.
29. Соловьев А. А., Михалыев Б. Б., Киричек Е. А. Корональные осцилляции: внутренняя структура петель. *Физика плазмы*. 2003, Т. 29, №12, с. 1130-1138.
30. Михалыев Б. Б., Соловьев А. А. МГД-волны в корональных петлях с оболочкой. Письма в *Астрономический журнал*. 2004, Т. 30, №4, с. 307-314.
31. Mikhalyev B. B. Soloviev A. A. The oscillations of coronal loops including the shell. *Solar Phys.* 2005, Vol. 227, №2, pp. 249-263.
32. Ji H., Wang H., Schmahl E. J., Moon Y.-J., Jiang Y. Observations of the failed eruptions of the filament. *Astrophys. J.* 2003, Vol. 595, pp. L135-L138.

Скручені магнітні петлі в короні Сонця та корональні викиди маси

А. А. Соловйов

Розглядається проблема теоретичного моделювання спостережуваних у сонячній короні та міжпланетному просторі корональних викидів маси (КВМ). Ці явища, разом із сонячними спалахами, відіграють визначальну роль у формуванні геліосфери та космічної погоди, тому дослідження природи КВМ є вельми актуальними. Показано, що існуючі сьогодні теоретичні моделі петельних викидів маси ґрунтуються на хибних уявленнях про структуру магнітних жгутів на Сонці та потребують перегляду. Проаналізована динаміка скрученої магнітної петлі у квазіподовжньому зовнішньому магнітному полі. Показано, що навіть з відносно невеликою скрученістю магнітного поля така петля може бути викинута на висоту до 100 тисяч км. Теоретично розрахований режим руху петлі добре відповідає динаміці одного з спостережуваних на TRACE фінітних викидів.

Twisted Magnetic Loops in Solar Corona and Coronal Mass Ejections

A. A. Soloviev

The problem of building up the theoretical models for the CME (coronal mass ejections) observed in solar corona and interplanetary space is investigated. Studying these phenomena are of great importance, because CME, as well as the solar flares, play the governing role in forming heliosphere and cosmic weather. The existing theoretical models of loop-like mass ejections are shown to be based on wrong understanding of the magnetic rope structure on the Sun and need to be revised. We have undertaken theoretical analysis of dynamics of twisted magnetic loop in a quasi-longitudinal external magnetic field. We have proved that for this type configuration even the slight twisting of the rope can be sufficient to provide the rising of the top part of the loop to the heights up to 100 thousand kilometers. A theoretically derived mode of the loop movement corresponds well to the dynamics of the loop observed by TRACE.