

УДК: 52—337

АВТОВОЛНОВОЙ ХАРАКТЕР ДИССИПАЦИИ
БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А. А. СОЛОВЬЕВ

Поступила 21 января 1985

Принята к печати 15 мая 1986

Показано, что в бессиловом магнитном поле области с резко повышенной плотностью тока могут необратимо сжиматься в процессе омической диссипации (резистивный коллапс). Пример такой структуры — плоский токовый слой в однородном магнитном поле. При наличии источников, восстанавливающих в слое шир магнитных силовых линий (и, соответственно, ток), процесс диссипации может носить автоколебательный характер. Магнитное поле активной области, содержащее бессиловые токовые слои, является возбудимой нелинейной средой, в которой возможно распространение автоволн. Энергетические и временные характеристики коллапсирующих токовых слоев близки к вспышечным.

1. *Введение.* Поведение бессиловых магнитных полей в резистивных средах имеет ряд замечательных особенностей [1—4], которые делают изучение этих полей особенно интересным для решения проблем, связанных с нагревом солнечной короны и вспышечной активностью Солнца (хотя область приложений получаемых при этом результатов не ограничивается, конечно, солнечной физикой).

В данной работе мы хотим показать, что бессиловые магнитные поля на Солнце могут образовать диссипативные структуры в синергетическом понимании этого термина [5—7], т. е. такие подсистемы в термодинамически неравновесной открытой системе, которые могут существовать и развиваться за счет потоков внешней энергии (негэнтропии). Как известно [5—7], диссипативные структуры максимально быстро продвигают питающую их большую систему по пути к равновесному состоянию, приводя к наиболее быстрому и глубокому истощению источника своего существования.

В нашем случае речь идет о бессиловых токовых слоях (БТС) [1—4]. Шир магнитных силовых линий в этих слоях может периодически создаваться упорядоченными движениями плазмы (внешний источник) и «выгорать» при «резистивном коллапсе» слоя. Этот процесс может носить авто-

колебательный характер. В среде, насыщенной БТС, могут распространяться автоволны.

2. *Резистивный коллапс БТС.* Рассмотрим простую модельную задачу, иллюстрирующую важное свойство бессильных магнитных полей — образовывать в процессе омической диссипации локальные области с нарастающей во времени плотностью тока, т. е. коллапсирующие токовые слои [1, 4].

Выберем декартову систему координат x, y, z . Рассмотрим плоский вертикальный слой, толщиной x_0 , ориентированный в плоскости y, z и расположенный симметрично относительно начала координат. Пусть этот слой заполнен бессильным магнитным полем, имеющим плоские интегральные поверхности ($x = \text{const}$), т. е. два отличных от нуля компонента:

$$\left. \begin{aligned} H_x(x, t) &= H(0, t) \cos(k(t)x), \\ H_z(x, t) &= H(0, t) \sin(k(t)x), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $H(0, t)$ и $k(t)$ — некоторые функции времени. Пусть на границах слоя ($x = \pm x_0$) выполняются следующие условия:

$$k(t)x_0(t) = \pm m\pi/2, \quad (2)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$. Знак «плюс» относится к правой, «минус» к левой границе слоя. Магнитное поле вне слоя будем считать однородным и имеющим только один компонент (вертикальный или горизонтальный в зависимости от величины m), так что на границах слоя поле непрерывно. Если m — четное, внешнее поле имеет одинаковое направление по обе стороны от слоя, если m — нечетно, то внешнее поле на границах слоя ориентировано в противоположных направлениях. Последний случай особо интересен, так как при сжатии такого слоя мы получаем в пределе обычный нейтральный токовый слой, в центральной плоскости которого магнитное поле меняет знак. (Число m выбрано здесь целым лишь из соображений простоты. В общем случае оно может быть и дробным. Так, если $m = 1/2$, то вектор магнитного поля в слое поворачивается на угол $\pi/2$).

Зависимость внешнего поля от времени, т. е., по существу, функцию $H(0, t)$ будем считать заданной. Положим

$$H_{ex}(t) = H_0 \exp(\gamma t), \quad (3)$$

где γ — произвольная вещественная константа, определяющая скорость изменения внешнего магнитного поля. Выбирая различные значения γ , можно имитировать те или иные наблюдаемые на Солнце ситуации.

Итак, в описываемой модели переменное во времени внешнее магнитное поле однородно и потенциально, омическая диссипация отсутствует, поскольку плотность электрических токов равна нулю. Внутри слоя, напротив, плотность токов отлична от нуля, имеет место шир магнитных силовых линий, которые, согласно (1), поворачиваются с ростом x , оставаясь в плоскости слоя. Диссипация электрических токов в слое, вызванная конечной проводимостью плазмы, приводит к уменьшению напряженности магнитного поля в слое и, как следствие этого, к боковому поджатию БТС давлением внешнего магнитного поля, которое — в силу своей потенциальности — не подвержено омической диссипации. В этом физическая сущность описываемого ниже эффекта.

Если градиент газового давления и силы тяжести достаточно малы, система уравнений МГД сводится к следующему:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{4\pi} [\text{rot}\vec{H} \times \vec{H}], \quad (4)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = D\Delta\vec{H} + \text{rot}[\vec{v} \times \vec{H}], \quad (5)$$

$$\partial\rho/\partial t + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0, \quad (6)$$

где $D = c^2/4\pi\sigma$, σ — электропроводность среды.

Нас будет интересовать относительно медленная эволюция БТС, обусловленная магнитной вязкостью D , поэтому инерционным членом в уравнении (4) можно пренебречь («диффузионное» приближение [1, 2, 4]).

Получившееся уравнение $[\text{rot}\vec{H} \times \vec{H}] = 0$ автоматически удовлетворяется как внутри слоя, где поле бессиповое (распределение (1)), так и вне его, где $\text{rot}\vec{H} = 0$.

Неизвестные функции $k(t)$, $\rho(x, t)$, $v_x(x, t) \equiv v(x, t)$ определяются из уравнений (5) и (6). Запишем (5) в виде:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = D \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (v H_x), \quad (7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = D \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (v H_y). \quad (8)$$

Умножим (7) и (8) на H_x и H_y соответственно и сложим их почленно, учитывая, что: $H_x^2 + H_y^2 = H^2(0, t) \sim \exp(2\gamma t)$.

Тогда

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -Dk^2(t) - \gamma. \quad (9)$$

Из симметрии задачи следует $v(0, t) = 0$, поэтому

$$v(x, t) = -(Dk^2(t) + \gamma)x, \quad (10\text{б})$$

что описывает боковое сжатие БТС вследствие омической диссипации (слагаемое $-Dk^2(t)$) и/или вследствие роста внешнего поля (слагаемое $-\gamma x$).

Уравнение непрерывности (6) при подстановке в него решения (10) дает следующий закон изменения плотности газа в слое:

$$\rho(t) = \rho(0) \exp(Dk^2(t) + \gamma). \quad (11)$$

Решение для функции $k(t)$, определяющей обратный масштаб изменения поля в слое, при известной $v(x, t)$ нетрудно получить из (7) или (8). Оно имеет вид:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = k(Dk^2 + \gamma). \quad (12)$$

Это уравнение элементарно интегрируется:

$$k(t) = k(0) \sqrt{\gamma \exp(2\gamma t)/\gamma + Dk^2(0)(1 - \exp(2\gamma t))}. \quad (13)$$

Для малых γ разложение в ряд Тейлора дает

$$k(t) = k(0) \sqrt{(1 + 2\gamma t)/(1 - 2Dk^2(0) \cdot t)}. \quad (14)$$

Из (13), (14) следует, что за время

$$t^* = (2Dk^2(0))^{-1} = \frac{4\sigma x_0^2(0)}{c^2 \pi m^2}, \quad (15)$$

имеющее порядок обычного скин-слоевого времени, слой коллапсирует до бесконечно малой толщины ($k \rightarrow \infty$, $x_0 \rightarrow 0$), если $\gamma > -(2t^*)^{-1} = -Dk^2(0)$ (см. (12)), т. е. если внешнее поле нарастает ($\gamma > 0$), остается постоянным ($\gamma = 0$) или уменьшается, но достаточно медленно ($0 > \gamma > -1/2t^*$). Если $\gamma < -Dk^2(0)$, то, согласно (12), толщина слоя растет со временем за счет того, что внешнее давление падает быстрее, чем давление поля в области диссипации.

Нас будут интересовать только коллапсирующие решения.

Для плотности электрического тока в слое имеем:

$$j \sim |\text{rot} \vec{H}| \sim H_0 k(t) \exp(\gamma t). \quad (16)$$

Плотность газа в слое ρ , согласно (11) и (12), изменяется пропорционально $k(t)$. Следовательно, токовая скорость электронов в слое меняется по закону:

$$u = j/ne \sim \exp(\gamma t). \quad (17)$$

Как видим, если $\gamma \geq 0$, то u в сжимающемся слое или поддерживается постоянной ($\gamma = 0$) или растет ($\gamma > 0$). Это обстоятельство чрезвычайно важно для динамики БТС. Оно означает, что если в некоторый момент времени в слое возникает плазменная турбулентность за счет того, что u превысит тепловую скорость ионов, то это условие будет поддерживаться и в дальнейшем, в процессе сжатия слоя (или даже усиливаться, если $\gamma > 0$). Таким образом, задача о сжатии БТС с аномальным сопротивлением оказывается самосогласованной: плазменная турбулентность не «выключает саму себя», не вызывает расширения слоя, а, напротив, резко ускоряет процесс его сжатия.

Будем различать два характерных времени коллапса БТС: t^* (кул), когда σ определяется обычным кулоновским взаимодействием частиц, и t^* (ан), при котором σ аномально низка вследствие возбуждения в слое микротурбулентности. В солнечной короне эти два времени для слоев примерно одинаковой толщины различаются на несколько порядков: t^* (кул) $\gg t^*$ (ан), что играет важную роль в дальнейшем изложении.

В заключение данного раздела отметим, что описанная здесь задача может быть обобщена на случай, когда учитывается давление газа в слое. Сжатие такого слоя будет остановлено, когда $8\pi P = H_{xx}^2$ (см. [4]). Однако здесь мы на этом задерживаться не будем, поскольку если в первоначальном состоянии $8\pi P \ll H_{xx}^2$, то влияние газового давления скажется лишь на последней стадии сжатия, когда толщина слоя уменьшится на несколько порядков, что с точки зрения обсуждаемых здесь проблем практически равносильно тому, что слой коллапсирует вплоть до непосредственного контакта сжимающих его «магнитных стенок».

3. *Дифференциальное вращение в слое как источник шири магнитных силовых линий.* Рассмотрим еще одну простую модельную задачу, которая описывает другую фазу интересующего нас автоволнового процесса. Пусть в идеально проводящей среде задано однородное вертикальное поле $H_z = H_0 = \text{const}$. Пусть далее при $t \geq 0$ в плоском слое толщины x_0 возникает вращение плазмы относительно оси x с угловой скоростью

$$\vec{\omega} = \omega(x, t) \vec{e}_x = \varphi_0 \left(1 - \frac{|x|}{x_0}\right) \vec{e}_x, \quad (18)$$

где φ_0 — угол поворота в центральной плоскости слоя (рис. 1). В силу того, что вектор угловой скорости направлен по оси x и зависит только от x , магнитные силовые линии, будучи замороженными в плазму, остаются пря-

в слое с вращающимися (за счет внешнего источника) магнитными силовыми линиями. Благодаря диссипации, толщина слоя будет меняться со временем, поэтому примем

$$\omega(x, t) = \varphi_0(t) (1 - x/x_0(t)), \quad (23)$$

а решение для поля и скорости будем искать в виде

$$\begin{aligned} H_x(x, t) &= H_0 \exp(\gamma t) \cos[\varphi_0(t) (1 - x/x_0(t))], \\ H_y(x, t) &= H_0 \exp(\gamma t) \sin[\varphi_0(t) (1 - x/x_0(t))], \end{aligned} \quad (24)$$

$$\vec{v} = v(x, t) \vec{e}_x + \omega(x, t) \cdot z \cdot \vec{e}_y - \omega(x, t) \cdot y \cdot \vec{e}_x. \quad (25)$$

Уравнение индукции (5) переписывается следующим образом:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = D \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (v H_x) - \omega(x, t) H_y, \quad (26)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = D \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (v H_y) + \omega(x, t) H_x. \quad (27)$$

Производя с этими уравнениями те же операции, что и в первой задаче, получим для скорости сжатия слоя решение, аналогичное (10):

$$v(x, t) = - \left[D \left(\frac{\varphi_0(t)}{x_0(t)} \right)^2 + \gamma \right] \cdot x. \quad (28)$$

Подставляя (28) в (26) или (27) и учитывая (23)—(25), получим:

$$\frac{dx_0(t)}{dt} = - \left[D \left(\frac{\varphi_0(t)}{x_0(t)} \right)^2 + \gamma \right] x_0(t). \quad (29)$$

Это уравнение совпадает с уравнением (12) для $k(t)$ из первой задачи, если $\varphi_0 \simeq \text{const}$, и так же, как и (12), описывает коллапс, в результате которого БТС, слошываясь, исчезает; поле вновь становится однородным во всем пространстве (если пренебречь тем, что на месте «сгоревшего» слоя останется очень тонкий и плотный слой плазмы, сгребенной к центру слоя в процессе его сжатия (см. примечание в конце раздела 2). Это обстоятельство вносит определенный элемент необратимости в автоколебательный процесс, рассматриваемый ниже).

5. Автоколебательный процесс в БТС с восстановлением. Для автоколебательных систем характерно наличие нескольких (по крайней мере, двух) временных масштабов: одни параметры системы меняются быстро, другие — управляющие — заметно медленнее [6, 7]. В нашей задаче есть 3 характерных масштаба времени: t^* (кул), t^* (ан) и время τ , которое определим уравнением

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} (\varphi_0 - \varphi_0(\text{кр})), \quad (30)$$

где $\varphi_0(\text{кр})$ — то значение угла поворота вектора поля в центральной плоскости слоя, при котором плотность электрического тока достигает критической величины, приводящей к возбуждению в слое плазменной турбулентности. (Согласно (22), $|j| \sim \varphi_0(t) H(0, t)/x_0(t)$, а дрейфовая скорость $u = j/ne \sim \varphi_0(t) \cdot H(0, t)$, так как $n(t) \cdot x_0(t) = \text{const}$ вследствие сохранения массы газа в слое). Назовем время τ временем восстановления электрического тока в слое. Оно определяется действием внешних по отношению к слою источников, вызывающих „закручивание“ магнитных силовых линий в БТС. Благодаря тому, что $t^*(\text{кул}) \gg \tau \gg t^*(\text{ан})$, существует достаточно широкий интервал значений τ , при которых выполняется следующая цепочка неравенств: $t^*(\text{ан}) \ll \tau \ll t^*(\text{кул})$ (численные оценки см. ниже).

Важнейшее свойство всякой автоколебательной системы состоит в том, что она может находиться в 3-х качественно различных состояниях: покоя, возбуждения и рефрактерности. Состояние покоя сохраняется в системе в отсутствие внешних воздействий, но при наличии таковых может смениться состоянием возбуждения. Пробыв какое-то время в возбужденном состоянии, система переходит в состояние рефрактерности, в котором она является невозбудимой. Простейший пример автоколебательного процесса — выгорание травы в степи. Здесь состояние покоя — степь с сухой травой, состояние возбуждения — горение травы, рефрактерности — выгоревшая, голая степь. Восстановление первоначального состояния, т. е. рост травы, требует значительно большего времени, чем фаза горения.

Определим 3 указанных состояния для нашей системы — БТС с дифференциальным вращением плазмы.

Первоначальное состояние однородного магнитного поля, когда всюду $\varphi \simeq 0$, а шир поля и ток в слое практически отсутствуют, определим как состояние рефрактерности БТС.

Докритические (но близкие к критическому) состояния с $\varphi_0 \lesssim \varphi_0(\text{кр})$ назовем состояниями покоя. Состояния с $\varphi_0 \gtrsim \varphi_0(\text{кр})$, когда в БТС возникает плазменная турбулентность, определим как состояния возбуждения системы. Опираясь на все вышеизложенное, мы теперь можем достаточно ясно представить себе развитие автоколебаний в БТС.

I фаза («рост травы») — это фаза длительностью τ характеризуется увеличением угла φ (и, соответственно, плотности тока и токовой скорости) от 0 до околоскритических значений. Благодаря тому, что в корональной плазме кулоновская проводимость очень велика ($\simeq 10^{18} \text{ с}^{-1}$) и $t^*(\text{кул}) \gg \tau$, можно считать, что на этом этапе $D = 0$, и магнитное поле встроено в плазму, в соответствии с условиями задачи раздела 3.

II фаза («сухая трава»). Плотность тока достигает величин, близких к критической, но плазменная турбулентность еще не возбуждается. Если в этом состоянии действие внешних источников, обеспечивающих «закрутку» поля, замедлится или вообще прекратится, система сможет пребывать в таком состоянии покоя достаточно долго ($\simeq t^*$ (кул)).

III фаза («горение травы»). Если $\varphi_0(t)$ продолжает расти, токовая скорость электронов в БТС может превысить тепловую скорость ионов. Этого уже достаточно, чтобы в слое возникла модифицированная неустойчивость Бунемана, имеющая самый низкий среди всех плазменных неустойчивостей порог возбуждения [8]. Плазменная микротурбулентность практически мгновенно понижает проводимость плазмы в слое на несколько порядков, и слой начинает сжиматься с характерным временем t^* (ан).

Если $\tau \gg t^*$ (ан), то можно считать, что в процессе сжатия слоя $\varphi_0(t) \simeq \text{const}$, и мы приходим к задаче, описанной в разделе 2 — коллапс БТС без вращения плазмы. Строго говоря, неравенство $\tau \gg t^*$ (ан) не является необходимым. Если $\tau \lesssim t^*$ (ан), это не изменит существа дела, так как уравнения обобщенной задачи (раздел 4) также дают коллапсирующие решения. Неравенство $\tau \gg t^*$ (ан) лишь обеспечивает разделение эффектов: вращение поля в плоскости слоя и поперечное сжатие БТС.

Таким образом, третья фаза процесса состоит в том, что токовый слой, «схлопываясь», исчезает; во всем пространстве вновь $\varphi \simeq 0$, система возвращается в состояние рефрактерности.

Качественно изменение со временем основных параметров слоя $\varphi_0(t)$ и $x_0(t)$ показано на рис. 2.

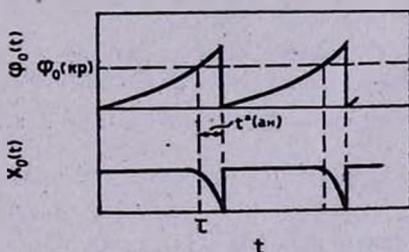


Рис. 2. Качественный ход зависимостей $\varphi_0(t)$ и $x_0(t)$ в автоколебательном процессе.

6. Автоволны в бессиловом магнитном поле с широм. БТС с восстанавливающимся широм магнитных силовых линий можно рассматривать как отдельный элемент активной, возбудимой среды. Если магнитное поле активной области насыщено БТС, находящимися в состоянии покоя ($\varphi_0 \lesssim \varphi_0(\text{кр})$), то в такой среде могут распространяться волны возбужде-

ния — автоволны (подобно тому, как движется по степи фронт пламени). Когда автоволна проходит по такой активной среде, ее возбудимые элементы — БТС — «выгорая», переходят в состояние рефрактерности, а затем медленно восстанавливаются за счет внешних источников до состояния покоя. Для наглядности изменение во времени угла поворота $\varphi(x, t)$ в трех последовательно возбуждаемых БТС показано на рис. 3.

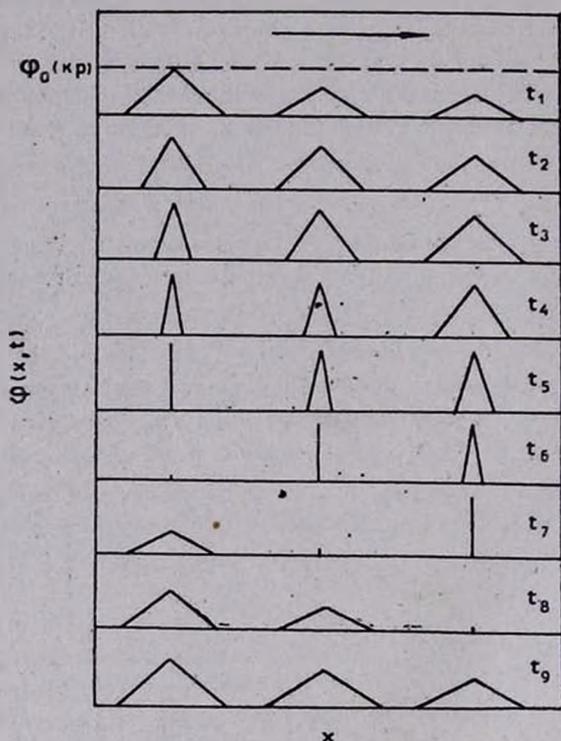


Рис. 3. Распространение автоволны в распределенной системе из 3-х БТС.

Если отвлечься от конкретных особенностей описанных выше моделей, и учесть, что практически всякое магнитное поле в достаточно малой окрестности можно представить как поле, имеющее плоские интегральные поверхности, то можно заключить, что, по существу, любая бессиловая конфигурация на Солнце, обладающая определенным запасом свободной магнитной энергии, представляет собою возбудимую, активную среду. В тех областях, где шир поля и связанная с ним плотность тока близки к критическим, внешние возмущения (вихревые или сдвиговые движения на фотосфере или простое поджатие поля) способны привести эти локальные области в состояние возбуждения с последующим выгоранием и восстановлением. Упругие возмущения (альвеновские волны), распространяющиеся от

одной коллапсирующей области, могут возбудить соседние участки, т. е. проявить себя как автономные источники возмущения.

В сильнонеоднородной (в смысле распределения токов) среде возможен процесс быстрого размножения источников, что приведет к хаотизации автоволнового режима, т. е. установлению турбулентного состояния в большом объеме возбудимой среды (возможно, во всей активной области). Описанные выше автоколебательные и автоволновые процессы имеют, на наш взгляд, непосредственное отношение к теории солнечных вспышек. Они естественным образом объясняют гомологические вспышки (как автоколебания одного или нескольких БТС), а также такой часто отмечаемый наблюдателями факт, что солнечные вспышки могут возникать в разных местах, но последовательно во времени, явно иницилируя одна другую (автоволна возбуждения).

7. Магнитные конфигурации с БТС. Численные оценки. Для того, чтобы получить точные решения нелинейных МГД-уравнений, мы выбирали достаточно простые, идеализированные модели магнитного поля и поля скоростей. Поэтому возникает необходимость указать, в каких реально наблюдаемых ситуациях на Солнце возможно формирование магнитных структур, близких по своим физическим свойствам к описанным выше. Мы отметим два типа магнитных конфигураций, в которых могут образовываться тонкие коллапсирующие БТС. Первый тип — это «магнитные холмы», образующиеся при последовательном всплытии 2-х магнитных потоков, ориентированных под некоторым углом друг к другу (рис. 4). «Концы» этих потоков могут быть связаны с солнечными пятнами или факельными полями, но это в данном случае принципиальной роли не играет. Если на фотосфере существуют течения, вращающие эти два магнитных потока относительно один другого вокруг вертикальной оси (рис. 4), то между ними образуется типичный БТС с вращением. Толщина этого слоя заведомо меньше характерных размеров области, поэтому описанная нами плоская модель здесь вполне применима.

Второй тип — это скрученные магнитные силовые трубки (магнитные жгуты) во внешнем поле (рис. 5). На границе жгута и нескручиваемого внешнего поля формируется тонкий граничный слой, плотность тока в котором пропорциональна углу закрутки, как и в нашей модели. Граница жгута — это область максимального шири магнитных силовых линий. Если толщина граничного слоя много меньше радиуса поперечного сечения скручиваемой трубки поля, для его описания можно применять плоскую модель БТС с вращением.

Две указанных конфигурации, конечно, не исчерпывают всего многообразия бессиловых структур, в которых возможен резистивный коллапс локальных областей с соответствующим энерговыделением, но они хорошо

представляют два основных класса солнечных вспышек: большие двухленточные вспышки и несколько менее мощные — петельные вспышки. Приведем несколько численных оценок. Оценим прежде всего характерные времена процессов. Примем, что первоначальная толщина БТС, т. е. $2x_0(0)$,

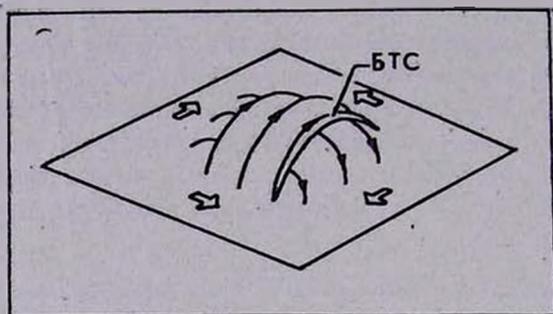


Рис. 4. Образование БТС при вспышке двух магнитных потоков, ориентированных под прямым углом друг к другу. Стрелками на плоскости показаны движения вещества на фотосфере, приводящие к увеличению тока в БТС.

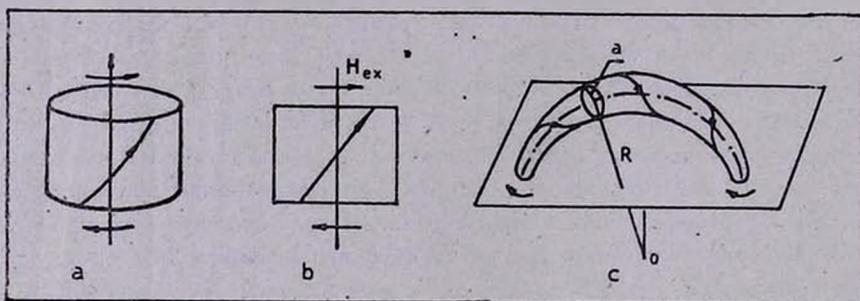


Рис. 5. Образование БТС на границе между скручиваемой магнитной трубкой и внешним полем: а) цилиндрическая модель, б) развертка цилиндра, в) петельная конфигурация, которую при условии $R \gg a$ можно описывать в цилиндрическом приближении.

составляет около 10^7 см — таков наименьший пространственный масштаб фотосферных движений, которые и ответственны, в конечном счете, за образование БТС в короне. Из формулы (33) при $\varphi_0(t) \simeq \text{const}$ и $\gamma = 0$ получаем для времени коллапса:

$$t^* = 1/2 D \varphi_0^2 = 2\pi \sigma x_0^2 / \varphi_0^2. \quad (31)$$

Для угла закрутки поля к моменту начала сжатия примем $\varphi_0 \simeq \pi/2$ — весьма умеренное значение. Тогда, учитывая, что σ (кул) в короне:

$\simeq 10^{16} \text{ с}^{-1}$, находим: t^* (кул) $\simeq 10^9 \text{ с}$. Для σ (ан) в предположении, что она определяется модифицированной неустойчивостью Бунемана [8], получим, что в корональной плазме ($n \simeq 10^8 + 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $H = 100 - 1000 \text{ Э}$) она на 6—8 порядков ниже кулоновской. Близкие оценки получаются и в случае ионно-звуковой турбулентности [4]. Соответственно этому t^* (ан) $\simeq (10 + 100) \text{ с}$; что касается времени восстановления шира в слое, то оно, очевидно, порядка отношения длины (или ширины) БТС ($l_1 \simeq l_2 \simeq 10^9 + 10^{10} \text{ см}$) к характерной скорости фотосферных движений ($\simeq 10^5 \text{ см/с}$), т. е. $\tau = 10^4 - 10^5 \text{ с}$. Как видим, цепочка неравенств t^* (кул) $\gg \tau \gg t^*$ (ан), о которой выше шла речь, имеет место. Оценим энергетические характеристики процесса. При резистивном коллапсе в слое „выгорает“ целиком магнитная энергия, заключенная в первоначальном объеме, т. е.

$$E = \frac{H_0^2}{8\pi} \cdot 2x_0 \cdot l_1 l_2. \quad (32)$$

Подставляя сюда указанные выше численные значения, мы получаем типичные «вспышечные» энергии: $E \simeq (10^{28} \div 10^{32}) \text{ эрг}$ (E от угла «закрутки» поля в слое не зависит — при закрутке изменяется лишь ориентация вектора магнитного поля, а модуль его сохраняется. Однако, величиной φ_0 определяется время энергосвыделения (см. (31)), так что мощность энергосвыделения $\sim \varphi^2$). Отметим, что количество энергии, выделяемой во всей области коллапсирующего БТС, может быть и заметно больше, чем (33), если внешнее по отношению к слою магнитное поле на границах слоя имеет различную или даже противоположную ориентацию. В этом случае, как уже отмечалось выше, на месте сколлапсировавшего БТС образуется обычный нейтральный токовый слой с последующим перезамыканием в нем магнитных силовых линий и соответствующим энергосвыделением.

8. *Заключение.* Резюмируем вышесказанное:

1. Резистивный коллапс — одно из важнейших свойств бессиловых магнитных конфигураций с резко неоднородным распределением тока. Простейший пример такой структуры — БТС.

2. При наличии источников, восстанавливающих в слое плотность тока (и шир магнитных силовых линий), процесс диссипации в БТС может носить автоколебательный характер.

3. Магнитное поле активной области, содержащее БТС, представляет собою возбудимую сильно нелинейную среду, в которой могут распространяться автоволны.

4. Две основных магнитных конфигурации с БТС (перекрывающиеся магнитные потоки и магнитные жгуты) соответствуют двум основным типам солнечных вспышек (двухленточные и петельные).

5. Энергетические и временные характеристики БТС близки к всплывающим.

6. Автоколебательные и автоволновые процессы в активных областях Солнца естественным образом объясняют гомологические и индуцированные вспышки.

Калмыцкий государственный
университет

THE AUTOWAVE DISSIPATION OF THE FORCE-FREE MAGNETIC FIELDS

A. A. SOLOV'EV

It has been shown that ohmic dissipation of force-free magnetic field could be followed by resistive collapse of the region where current density appears to be great enough. The example of that structure is a force-free current sheet immersed into a homogenous magnetic field. The autooscillations are possible if the dissipation of the shear of magnetic field lines (and currents) into the sheet is compensated by the action of external sources. Magnetic field of the active region structured by the force-free current sheets can be regarded as on exitable medium, in which the excitation and propagation of autowaves can be observed. The time-parameters and energy release of the collapsing current sheets are close to the flares ones.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. C. Low, *Astrophys. J.*, 189, 353, 1974.
2. Е. Н. Паркер, *Космические магнитные поля*, ч. 1, Мир, М., 1982.
3. А. А. Соловьев, *Астрофизика*, 21, 609, 1984.
4. А. А. Соловьев, *Солнеч. данные*, № 7, 62, 1984.
5. Г. Хакен, *Энергетика*, Мир, М., 1980.
6. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах*, Мир, М., 1979.
7. В. И. Кринский, А. С. Михайлов, *Автоволны*, Знание, М., 1984.
8. А. А. Галеев, Р. Э. Сагдеев, в кн.: «Вопросы теории плазмы», Атомиздат, М., вып. 7, 1973, стр. 3.