

ДИССИПАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ ВО ВСПЫШЕЧНОМ МАГНИТНОМ ЖГУТЕ

Соловьев А.А.

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

MAGNETIC FIELD DISSIPATION AND ELECTRIC CURRENTS IN A FLARE MAGNETIC FLUX ROPE

Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-299-304>

A magnetic flux rope model of a solar flare is being developed, which assumes the excitation of plasma turbulence at the top of a twisted magnetic loop in solar corona. Taking into account the natural boundary conditions for the region of flare energy release, we show that for the electric current under conditions of anomalous resistance and super-dreicer electric field, a significantly smaller number of charge carriers (electrons) in this region is required.

1. Введение

В работах [1–3] мы развиваем идею о возможности вспышечного энерговыделения в отдельной скрученной магнитной силовой трубке (магнитном жгуте), когда в нем при достижении критической плотности электрического тока развивается ионно-звуковая неустойчивость, резко понижающая проводимость плазмы. Если вспышечная конфигурация состоит из многих волокон-жгутов с радиусом сечения 200–300 км, и в каждом из этих элементов тонкой структуры возникает плазменная турбулентность, то в таких волокнах благодаря аномально низкой проводимости плазмы магнитное поле быстро диссипирует со скоростью в несколько Гаусс в секунду. Такая убыль магнитного поля не только сильно разогревает плазму вследствие огромных джоулевых потерь и обеспечивает общую энергетику вспышки, но и, согласно закону индукции Фарадея, порождает на оси каждого из таких волокон очень мощные электрические поля, намного превышающие поле Дрейсера. Полем Дрейсера называют поле, при котором электрическая сила, ускоряющая заряженные частицы, сравнивается с силой трения, вызванной кулоновскими столкновениями частиц.

Изложенная идеология опирается на наблюдательные данные, полученные группой Флейшмана Г.Д. [4, 5]. Эти авторы по анализу гиротронного радиоизлучения корональных вспышек показали, что выделение энергии в них происходит не за счет вовлечения со стороны все новых магнитных потоков с последующим их пересоединением в узком токовом слое, а благодаря уменьшению напряженности магнитного поля непосредственно в области вспышки, *in situ*! Они оценили скорость убывания магнитного поля в области вспышечного выделения энергии (около

-5 Гс/с) и нашли, что индуцируемые при этом электрические поля на 5–6 порядков выше дрейсеровского поля. Этим они и объясняют чрезвычайную эффективность действующих в солнечных вспышках ускорителей, когда практически все заряженные частицы выметаются из области вспышки [5]. В данной работе мы хотим еще раз обратиться к проблеме энерговыделения в магнитном жгуте и проанализировать протекание электрических токов в этом процессе.

2. Модель горизонтального бессилового магнитного жгута

Рассмотрим равновесное магнитное волокно кругового сечения, расположенное горизонтально в гидростатической солнечной атмосфере в присутствии однородного поля сил тяжести $\mathbf{g}$ и однородного горизонтального внешнего магнитного поля. Предполагаем трансляционную симметрию-инвариантность параметров по отношению к произвольным смещениям вдоль одной из координат (оси волокна). Пусть это будет z -ось в декартовой системе координат x, y, z , как в модели Паркера (1979), x -ось направим поперек волокна, а y -ось вертикально вверх (рис. 1). Расстояния по оси y отсчитываем вверх от поверхности фотосферы ($y = 0$), а высоту оси симметрии волокна над фотосферой обозначим как y_0 . Сила гравитации равна $\mathbf{Fg} = -\rho(y)\mathbf{g}\mathbf{e}_y$, где ρ – плотность газа. Уравнения магнитной гидростатики: условие равновесия, соленоидальности магнитного поля и уравнение состояния идеального газа:

$$(4\pi)^{-1}[(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] - \nabla P - \rho \mathbf{g} \mathbf{e}_y = 0, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0, \quad P = \Re T(\mu)^{-1} \quad (1), (2), (3)$$

не образуют полной системы из-за отсутствия уравнения переноса энергии, которое вследствие сложной геометрии объекта трудно представить в доступном для решения виде [6].

Наш подход состоит в том, что для устойчиво существующего, долгоживущего образования (солнечного пятна, поры, факела, протуберанца и т.п.) мы находим статическое (или, в более общем случае, стационарное) распределение давления, плотности, температуры (и течений плазмы), которые соответствуют той структуре магнитного поля, которую мы задаем предварительно, исходя из имеющихся наблюдательных данных о магнитной структуре моделируемого объекта (см. [7]). Магнитное поле волокна

описывается функцией потока $A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx$, так что компоненты поля

определяются как производные вида: $B_y = \partial A / \partial x$, $B_x = -\partial A / \partial y$. Функция потока позволяет представить уравнение баланса сил и выражение для плотности газа в виде:

$$\Delta A(x, y) = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}, \quad \rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y}. \quad (4), (5)$$

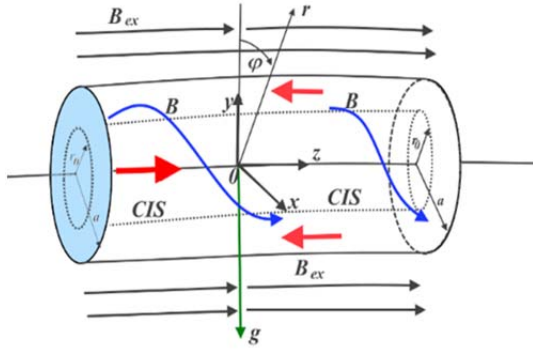


Рис. 1. Горизонтальный магнитный цилиндр радиуса сечения a с полями $B_z(r), B_\phi(r)$, как часть слабоизогнутой магнитной петли, с вершиной в короне и с основаниями в фотосфере (модель Паркера, 1979). Продольный ток экранирован,

$$I = \frac{c}{4\pi} \int_0^\infty 2\pi r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) dr = \frac{c}{2} r B_\phi \Big|_0^\infty = 0,$$

поэтому всегда имеется магнитная поверхность радиуса r_0 , на которой ток j_z меняет знак; (**CIS** – *current inversion surface*). В области между r_0 и a азимутальное поле плавно стремится к нулю, $B_\phi(r) \rightarrow 0$, а продольное поле переходит в B_{ex} .

В данном случае мы выберем функцию потока в следующем простом виде:

$$A(x, y) = B_0 (2k)^{-1} \exp[-(k^2 x^2 + k^2 (y - y_0)^2)]. \quad (6)$$

Здесь B_0 есть мера магнитного поля, k – масштабный фактор (обратная длина), вводимый для сохранения размерности. Компоненты поля:

$$B_y = -B_0 k x E(x, y), B_x = B_0 k (y - y_0) E(x, y); \quad E(x, y) = \exp[-k^2 (x^2 + (y - y_0)^2)]. \quad (7)$$

При переходе к цилиндрическим координатам азимутальное магнитное поле выражается следующей формулой: $B_\phi = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = B_0 k r \exp(-k^2 r^2)$, где kr – радиальное расстояние от оси жгута до данной точки. Лапласиан в левой части (4) имеет вид: $\Delta A = B_0 2k E(-\ln(E) - 1) = B_0 2k E(k^2 r^2 - 1)$. Для вывода уравнения бессилового поля мы должны в уравнении (4) опустить член с газовым давлением, откуда следует: $2B_0^2 E[1 + \ln(E)] = \frac{dB_z^2(E)}{dE}$, и после интегрирования по E получаем:

$$\frac{E^2}{2} (1 - 2k^2 r^2) + G = \frac{B_z^2(r)}{B_0^2}. \quad \text{Здесь } G = \frac{B_z^2(\infty)}{B_0^2} = \frac{B_{ex}^2}{B_0^2} -$$

константа интегрирования, и $B_z(\infty) \equiv B_{ex}$ есть напряженность внешнего продольного поля, необходимого для удержания жгута от бокового расширения на бесконечность. Это давление возникает здесь естественным образом как результат интегрирования, а не вводится как дополнительное действие.

$$\frac{B_z(r)}{B_0} = \sqrt{G + \frac{E^2}{2} (1 - 2k^2 r^2)}. \quad (8)$$

Поведение этой функции для двух значений константы G показано на рисунках 2a и 2b. Как видим, продольное магнитное поле резко уменьшается в области, где плотность электрического тока меняет знак (см. рисунки 1 и 2a); и далее обращается в нуль на CIS, когда внешнее давление опускается до определенного критического предела $G_{cr} = 0.0676656239$ (рис. 2b). В этот момент магнитное поле на оси жгута примерно в три раза превышает внешнее продольное поле, предохраняющее жгут от бокового расширения.

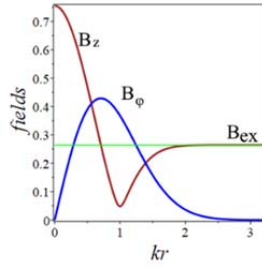


Рис. 2а. Принято $G = 0.07 > G_{cr}$. Функция (9) сильно «проседает» вблизи CIS, недалеко от максимума азимутального поля, но еще не обращается в ноль при $kr = 1$.

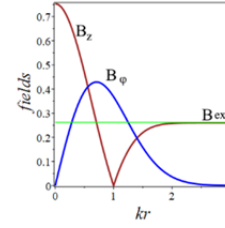


Рис. 2б. Здесь $G = G_{cr} = 0.0676656239$, и функция обращается в ноль на CIS, при $kr = 1$. Поле на оси больше внешнего в 2.8 раза.

3. Электрические токи в магнитном жгуте

Плотность продольного электрического тока в магнитном волокне дана на рис. 3а в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$: $j_z = -c\Delta A(4\pi)^{-1} = -B_0kc(4\pi)^{-1} [2E(r)(1-k^2r^2)]$. Её максимальная величина равна 2. Рис. 3б показывает разрывное поведение азимутального тока на магнитной поверхности CIS, когда внешнее давление G достигает своего критического значения. Этот разрыв обусловлен скачком производной $j_\phi(kr) = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}$ при $kr = kr_0 = 1$. Распределение тока в магнитном жгуте описывается также и бессиловым параметром [1, 2]: $\alpha(r) = -(3F' + rF'') \cdot (4B_\phi B_z)^{-1}$, где $F(r) = B_z^2 + B_\phi^2$. Зависимость $\alpha(r)$ при различных значениях G дана на рис. 3с. На обеих сторонах поверхности CIS, при достижении G_{cr} , формируется тонкий слой, в котором азимутальный ток и бессиловый параметр неограниченно нарастают – такова особенность всех бессиловых магнитных конфигураций с осевой симметрией [3].

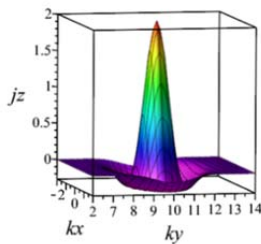


Рис. 3а. Распределение плотности продольного тока жгута на плоскости (kx , ky).

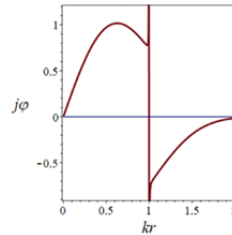


Рис. 3б. Разрыв азимутального тока на при $kr = 1$, он вызван скачком производной B_z (рис. 2б), при $G = G_{cr}$.

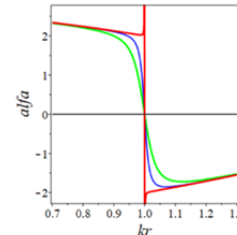


Рис. 3с. Бессиловый параметр при различных G : *green* – $G = 0.0685$, *blue* – $G = 0.0678$, *red* – $G = 0.067667 \rightarrow G_{cr}$.

4. Плазменная турбулентность и концентрация электронов

По определению, плотность электрического тока равна: $j = n_e e V_{dr}$, где дрейфовая скорость есть скорость движения носителей заряда – электронов. Для возбуждения ионно-звуковой неустойчивости она должна превышать скорость ионного звука. Введем отношение дрейфовой скорости к

скорости ионного звука: $\gamma = \frac{V_{dr}}{V_{is}}$, где $V_{is} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}}$ и M – средняя масса ионов,

равная для Солнца: $M = 1.3m_p$. Тогда $j = n_e e \gamma V_{is}$. Условия для возбуждения плазменной ионно-звуковой неустойчивости складываются не во всей магнитной петле, а лишь в вершинной её части, вышедшей в корону. Разделим весь объем этой петли на две области: область вспыхивающего энерговыделения, параметры которой будем обозначать знаком (i) , и остальную, невозмущенную часть жгута, чьи параметры обозначим знаком (0) . Границы этих областей – торцевые поверхности магнитного цилиндра на рисунке 1. Здесь должны выполняться граничные условия непрерывности электрического тока и газового давления. Ранее эти ограничения не учитывались. Если во внешней области жгута неустойчивость отсутствует $\gamma = V_{dr} V_{is}^{-1} \leq 1$, то

$$V_{is} \text{ при } T_e^{(0)} = 10^6 \text{ K равна: } V_{is}^{(0)} = \sqrt{\frac{k_B T_e^{(0)}}{M}} = \sqrt{\frac{1.38 \cdot 10^{-16} 10^6}{1.3 \cdot 1.67 \cdot 10^{-24}}} = 8 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (9)$$

$$\text{и ток } j^{(0)} = n_e^{(0)} e V_{is}^{(0)} = n_e^{(0)} 4.8 \cdot 10^{-10} 8 \cdot 10^6 = n_e^{(0)} 3.84 \cdot 10^{-3} (\text{CGSE}). \quad (10)$$

В этой области проводимость плазмы спитцеровская, $\sigma_{sp}^{(0)} = 10^7 T^{3/2} = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, тогда электрическое поле при $n_e^{(0)} = 10^9 \text{ см}^{-3}$ будет меньше поля Дрейсера:

$$E^{(0)} = \frac{j^{(0)}}{\sigma_{sp}} = \frac{3.84 \cdot 10^6}{10^{16}} = 3.84 \cdot 10^{-10} < E_{Dr} = 10^{-8} (\text{CGSE}). \quad (11)$$

Пусть теперь в области вершины магнитной петли $\gamma^{(i)} = V_{dr} V_{is}^{-1} > 1$, т.е. возбуждена ионно-звуковая неустойчивость. Согласно [3], эффективная проводимость при этом выражается формулой $\sigma_{eff}^{(i)} = 4.5 \cdot 10^4 \cdot \gamma^{-1} \sqrt{n_e^{(i)}} \text{ с}^{-1}$, а индуцированное электрическое поле на оси волокна равно [3]: $E^{(i)}(0) = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_0^\infty B_\phi dr = -\frac{\delta}{2c} \frac{dB}{dt}$, где $\delta = k^{-1}$ – поперечный масштаб (радиус сечения волокна). Убыль магнитного поля по времени для бессилового магнитного жгута составляет [3]: $\frac{dB}{dt} = -\frac{B_0 c^2}{\sigma_{eff} \delta^2}$. Значит, $E^{(i)}(0) = \frac{B_0}{\delta} \frac{c}{2\sigma_{eff}}$. Отношение $B_0 \delta^{-1}$, выражающее силу тока, определяется через γ [3]: $\frac{B_0}{\delta} = \gamma^{(i)} \frac{n_e^{(i)} \sqrt{T_e^{(i)}}}{1.13 \cdot 10^{15}}$. Отсюда:

$$E^{(i)}(0) = 1.327 \cdot 10^{-5} \gamma^{(i)} (\sigma_{eff}^{(i)})^{-1} n_e^{(i)} \sqrt{T_e^{(i)}}. \quad (12)$$

Подставив в (12) выражение для аномальной проводимости плазмы, получим: $E^{(i)}(0) = 2.95 \cdot 10^{-10} (\gamma^{(i)})^2 \sqrt{n_e^{(i)} T_e^{(i)}}$. Если принять, что: $n_e^{(i)} = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e^{(i)} = 10^7 \text{ K}$, то $E^{(i)}(0) = 2.95 (\gamma^{(i)})^2 10^{-2} (\text{CGSE})$. Это – очень большое поле, на 6 порядков больше поля Дрейсера. Будучи приложено к свободным заряженным частицам, оно уже на дистанции в 1 тыс. км ускорило бы их до сотен Мэв. Но в условиях плазменной турбулентности носители за-

ряда, токовые электроны, не только несвободны, но и подвергаются в миллион раз большему рассеянию из-за взаимодействия с «плазмонами» – высокочастотными колебаниями электростатического поля. Из (12) получаем величину тока при аномальном сопротивлении $j^{(i)} = 1.327 \cdot 10^{-5} \gamma^{(i)} n_e^{(i)} \sqrt{T_e^{(i)}} = 4.19 \gamma^{(i)} n_e^{(i)} 10^{-2} (CGSE)$. Приравнявая этот ток к току вне области вспышечного энерговыделения (10), находим, что концентрация электронов в области протекания аномального тока более чем на порядок **меньше** их концентрации в невозмущенной части жгута:

$$n_e^{(0)} \approx 10 \gamma^{(i)} n_e^{(i)}. \quad (13)$$

Этот же вывод мы получим, сравнив газовые давления на торцах цилиндра (рис.1), внутри области энерговыделения, где T составляет несколько десятков млн К, с температурой плазмы в невозмущенной части петли.

$$n_e^{(0)} T_e^{(0)} = T_e^{(i)} n_e^{(i)}. \quad (14)$$

Сопоставляя (13) и (14), мы получаем оценку: $\gamma^{(i)} = \frac{1}{10} \frac{T_e^{(i)}}{T_e^{(0)}}$. (15)

Если отношение температур равно 10, то $\gamma^{(i)} = 1$, если 20, то $\gamma^{(i)} = 2$ и т.д.

5. Заключение

Обнаруженный в [5] эффект «выметания частиц из области энерговыделения вспышки» может быть объяснен не мощным ускорением их на супер-дрейсеровском электрическом поле (что привело бы к нереально большим энергиям частиц), а спецификой протекания электрического тока в среде с резко пониженной проводимостью плазмы и очень большим электрическим полем, когда для поддержания той же, что и в невозмущенном состоянии, плотности электрического тока требуется значительно меньшее количество носителей заряда.

Литература

1. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Force free magnetic flux ropes: inner structure and basic properties // Monthly Notices of Royal Astron. Soc., 2021, 505, pp. 4406-441
2. Solov'ev A.A. Force free magnetic flux ropes: string confinement of super-strong magnetic fields and flare energy release // Monthly Notices of Royal Astron. Soc., 2022, 515, № 4, pp. 4981-4989.
3. Соловьев А.А., Киричек Е.А. Особенности вспышечного энерговыделения в бессильных магнитных жгутах // Письма в Астрономический журнал, 2023, Том 49, №5, сс.353-366. (Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Properties of flare energy release in force free magnetic flux ropes // Astronomy Letters, 2023, vol. 49, no. 5, pp. 256-268).
4. Fleishman G.D. et al. Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flare // Science, 2020, 367, 278-280.
5. Fleishman G.D., Nita G.M., Gelu M., Chen, Bin. Solar flare accelerates nearly all electrons in a large coronal volume // Nature, 2022, Vol. 606, Pp.674-677.
6. Parker E.N. Cosmical Magnetic Fields. Part 1. Clarendon Press, Oxford, 1979.
7. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Structure of solar faculae // Monthly Notices of Royal Astron. Soc., 2019, 482, №4, pp. 5290-5301.