

ДВОЙНОЕ МАГНИТНОЕ ВОЛОКНО КАК ЭЛЕМЕНТ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВСПЫШЕЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Соловьев А.А., Королькова О.А.

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

DOUBLE MAGNETIC FILAMENT AS AN ELEMENT OF FINE STRUCTURE OF FLARE CONFIGURATION

Solov'ev A.A., Korolkova O.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

The properties of a double horizontal magnetic filament located in the solar atmosphere in an external uniform magnetic field are considered. The peculiarity of current shielding in the configuration is that electric currents do not form a coaxial structure, but are located in two close parallel strips, so that the total current is zero. Such filaments do not tend to merge at lateral contact into a single magnetic structure. Equilibrium distributions of plasma density and electric current in the filament are calculated, and the possibility of reaching critical values of electric current density in the filament is shown, at which "anomalous resistance" arises, caused by the development of current ion-sound instability. It turns out to be much greater than the usual Coulomb resistance.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-247-250

1. Введение

Многие элементы солнечной активности, такие как солнечные пятна, спокойные протуберанцы, хромосферные волокна, корональные петли и др., являются долгоживущими образованиями: время их жизни на несколько порядков превышает время установления в системе магнитогидродинамического равновесия. Для описания подобного рода магнитных структур используется приближение магнитной гидростатики [1, 3].

Даже вспышечное волокно на первоначальном этапе накопления и высвобождения свободной (связанной с электрическими токами) магнитной энергии можно считать квазистатическим образованием (см., например, обсуждение в [5]).

В данной работе мы рассматриваем однородное по длине двойное горизонтальное волокно, расположенное в солнечной атмосфере с однородным внешним магнитным полем. Особенность токового экранирования в конфигурации такова, что электрические токи не образуют, как в одиночном магнитном жгуте, коаксиальную структуру, а располагаются в двух близких параллельных полосах так, что полный ток равен нулю. Такие волокна не имеют тенденции сливаться при боковом контакте в единую магнитную структуру.

Мы ставим своей задачей нахождение термодинамических характеристик данной магнитной конфигурации в предположении, что волокно бесконечно длинное при произвольном поперечном сечении.

2. Постановка задачи и основные уравнения

Запишем систему уравнений магнитной гидростатики в декартовых координатах с учетом наличия в системе трансляционной симметрии – инвариантности параметров относительно произвольных смещений вдоль одной из координат – пусть это будет ось y . Ось x направим поперек волокна, ось z – вертикально вверх. Отсчёт расстояний z ведем вверх от уровня фотосферы.

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, z)}{\partial A}, \quad (1)$$

$$\rho(x, z) = -\frac{1}{g(z)} \frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad P = \frac{\rho RT}{\mu}. \quad (2), (3)$$

Здесь P – плазменное давление, ρ – удельная плотность, T – температура, μ – средняя молярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная, g – ускорение свободного падения на поверхности Солнца. A – скалярная функция, зависящая от двух координат: $A = A(x, z)$, с помощью которой задается вектор напряженности магнитного поля $\mathbf{B}$.

$$B_z = \frac{\partial A}{\partial x}; \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}; \quad B_y = B_y(A). \quad (4)$$

Продольное магнитное поле, вследствие трансляционной симметрии, оказывается зависящим только от функции A .

Наш подход к моделированию спокойных солнечных образований состоит в том, что мы задаем магнитную структуру волокна, т.е. считаем функции $A(x, z)$ и $B_y(A)$ известными. Далее мы находим соответствующие заданной магнитной структуре распределения термодинамических параметров. Данный подход был успешно реализован в ряде наших работ [2, 4]. В работе [4] были получены общие аналитические выражения для нахождения равновесных распределений давления и плотности в волокне.

3. Магнитная и токовая структура двойного волокна

На рис. 1 представлен вид магнитных силовых линий, полученный из условия $A = \text{const}$. Функция $A(x, z)$ для такого волокна была задана в виде:

$$A(x, z) = \frac{B_0}{k} \cdot \left[\frac{kx}{k^2 x^2 + m^2 k^2 (z - z_0)^2 + 1} \right] - B_0 b x, \quad (5)$$

где B_0 – напряженность магнитного поля, k – масштабный множитель (обратная длина), bB_0 – внешнее вертикальное поле, b – малая положительная

константа, z_0 – высота магнитной оси волокна. Коэффициент m^2 перед $k^2(z - z_0)^2$ отмечает, что вертикальный масштаб отличается от бокового k в m раз.

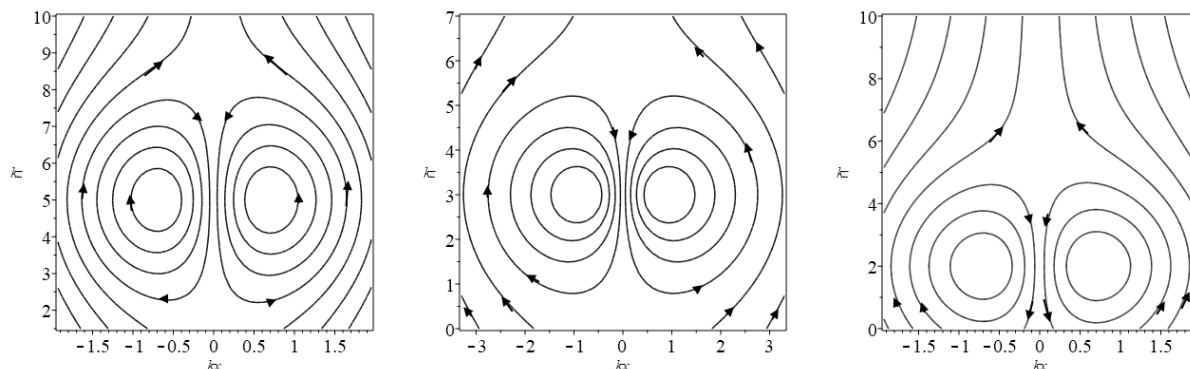


Рис. 1. Геометрическая форма силовых линий двойного магнитного волокна при разном выборе параметров k , m , b .

Из рисунка видно, что в такой конфигурации под волокном нет линии раздела полярностей. Также характерной особенностью является то, что в области контакта двух частей ($kx = 0$) поля имеют один и тот же знак, т.е. части волокна не сливаются в единое токовое волокно, как это бы имело место при боковом контакте двух или более уединенных, параллельно расположенных и одинаково закрученных волокон.

На рис. 2 изображена магнитная добавка к плотности $Ro(x, z)$ в волокне при $kz_0 = 5$, $b = 0.25$, $m = 0.25$. Минимум плотности достигается при $kz = 6.5$.

$$\rho(x, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{B_0^2 k}{8\pi g} Ro(x, z). \quad (6)$$

Магнитная добавка к плотности оказывается положительной при $z < z_0$ и отрицательной при $z > z_0$. Это означает, что в соответствии с физическим смыслом задачи в волокне под действием силы тяжести происходит перераспределение плотности газа: нижняя часть волокна становится более плотной, а верхняя, откуда газ оттекает – более разреженной.

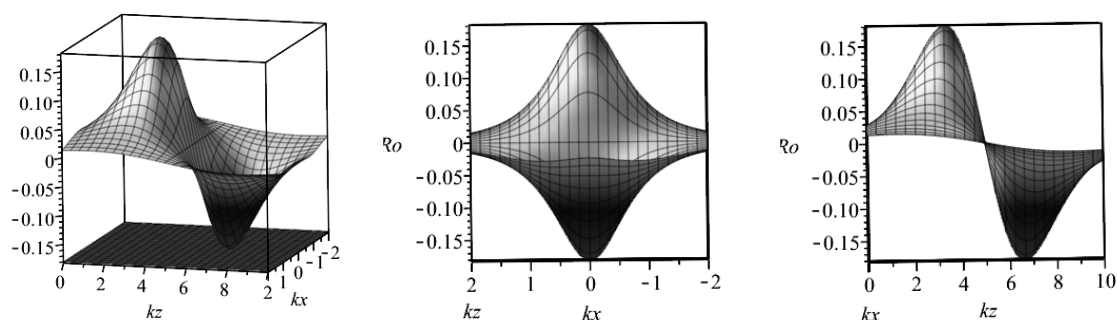


Рис. 2. Магнитная добавка к плотности в волокне в разных проекциях.

Плотность продольных электрических токов в двойном волокне при тех же выбранных начальных параметрах представлена на рис. 3.

$$j_y = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \right) = -\frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \right) = -\frac{c\Delta A}{4\pi}. \quad (7)$$

На правом рисунке линия на уровне -1.25 показывает, что при $kz = 6.5$, где плотность газа минимальна, ток ослаблен лишь на 17%. Тем не менее, при дальнейшем уменьшении плотности в волокне возможно достичь критических значений плотности электрического тока, при которых возникает "аномальное сопротивление", обусловленное развитием ионно-звуковой неустойчивости.

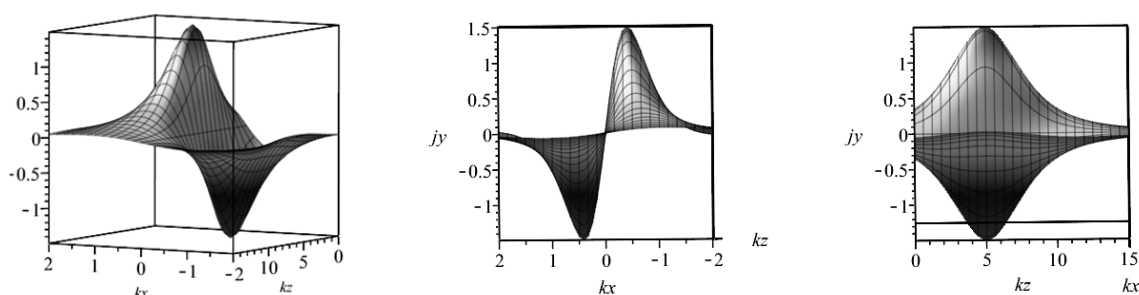


Рис. 3. Профили распределение плотности токов в волокне.

4. Заключение

Двойные магнитные волокна представляют особый интерес для описания вспыхивающих магнитных конфигураций на Солнце, поскольку магнитная система, состоящая из множества таких волокон, не имеет тенденции к слиянию в одно большое токовое волокно – крупномасштабный магнитный жгут. Это соответствует картине солнечной вспышки, состоящей из множества тонких горячих струй.

Плазменные характеристики отдельного двойного волокна (температура, плотность, напряженность электрических и магнитных полей, плотность электрического тока) таковы, что такую конфигурацию с полным основанием можно рассматривать в качестве активного элемента большой много-волоконной вспыхивающей структуры.

Литература

1. Low B.C. Nonisothermal Magnetostatic Equilibria in a Uniform Gravity Field. I - Mathematical Formulation // *Astrophysical Journal*, 1975. Vol. 197. Pp. 251-255.
2. Korolkova O.A., Solov'ev A.A. The structure of prominences of normal and inverse polarity // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2019. Vol. 59, iss. 7. Pp. 858-863.
3. Priest E.R. *Solar Magnetohydrodynamics* – Reidel London. 1982.
4. Solov'ev, A.A. The Structure of Solar Filaments // *Astronomy Reports*, 2010. Vol. 54. Pp. 86-95.
5. Solov'ev A.A., Murawski K. Does the energy-release region of the flare work as a vacuum cleaner? // *Astrophysics and Space Science*. 2014. Vol. 350. No.1, Pp. 11-19.