

КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ

Зайцев В.В., Симонова Т.В.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

CRITICAL CURRENTS IN CORONAL MAGNETIC LOOPS

Zaitsev V.V., Simonova T.V.

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

The condition of equilibrium of coronal magnetic loops with electric currents (generalized Bennett criterion) is investigated. Cases of current closure through the loop surface and through the photosphere are considered. The loop model is presented in the form of a thin axially symmetric magnetic tube. It is shown that for the studied models there is a minimum (critical) current at which a stationary loop structure can exist. The dependence of the critical current on the magnitude of the magnetic field at the base of the loop is obtained. The value of the current inside the loop can become lower than the critical value as a result of a flare process accompanied by injection of chromospheric plasma and an increase in gas pressure inside the loop. This leads to a violation of the loop equilibrium, in particular, to the excitation of oscillations of the loop height.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-119-122>

1. Введение

Основным структурным элементом солнечной короны являются плотные магнитные петли, которые содержат значительную часть ее массы и играют существенную роль в общей картине солнечной активности. Обычно различают несколько разновидностей корональных магнитных петель. Так называемые «теплые» петли наблюдались на спутнике TRACE в ультрафиолетовых линиях 171, 195, 284 Å [1], их температура составляла $\approx 1\text{--}2$ МК, концентрация $\approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, толщина $\approx 7 \times 10^8 \text{ см}$ и средняя длина $\approx 7 \times 10^9 \text{ см}$. «Горячие» рентгеновские петли наблюдались спутником Yohkoh [2], средняя температура плазмы составляла около 5 МК, концентрация $\approx (1 \div 3) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, толщина $\approx 9 \times 10^8 \text{ см}$, а среднее значение магнитного поля ≈ 100 Гс. Корональные магнитные петли отличаются повышенными значениями концентрации плазмы и магнитного поля по сравнению со значениями в окружающей короне. Большинство петель обладает неизменной толщиной в короне, несмотря на значительные изменения с высотой внешнего давления корональной плазмы. Этот факт свидетельствует о наличии в таких петлях электрических токов, компенсирующих внутреннее давление петель за счет пинч-эффекта [3]. Исследование условий равновесия и разрушения корональных магнитных петель имеет важное практическое значение так как, например, при разрушении петель во время солнечных вспышек в межпланетную среду вырывается горячая плазма и быстрые частицы, ускоренные в процессе вспышки. Этот процесс

влияет на состояние космической погоды и окружающего межпланетного пространства. В данной работе рассмотрены условия равновесия корональных магнитных петель с электрическим током и определены граничные значения токов, при которых нарушается равновесное состояние петельной структуры. Рассмотрены случаи замыкания токов через фотосферу, а также через поверхность петли.

2. Магнитные петли с электрическим током

В качестве модели магнитной петли рассматривается тонкая (радиус поперечного сечения $a(z)$ мал по сравнению с длиной петли) магнитная трубка с координатой z , направленной вдоль оси петли. Предполагается, что трубка аксиально симметрична, т.е. в локальной цилиндрической системе координат r, z, φ все величины не зависят от координаты φ . Из уравнения равновесия магнитной петли с током

$$-\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (1)$$

получаем следующее условие равновесия петли по локальной радиальной координате:

$$r^2 \left(\frac{dp}{dr} + \frac{1}{8\pi} \frac{dB_z^2}{dr} \right) + \frac{1}{8\pi} \frac{d(rB_\varphi^2)}{dr} = 0. \quad (2)$$

Здесь давление p внутри петли описывается барометрической зависимостью от высоты $h(z)$ для каждой координаты z вдоль оси петли, а компоненты электрического тока j_φ, j_z связаны с соответствующими компонентами магнитного поля соотношениями

$$j_\varphi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}, \quad j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r}. \quad (3)$$

Электрический ток генерируется электродвижущей силой, возникающей в результате взаимодействия фотосферной конвекции и магнитного поля в основании трубки [3]. В зависимости от конкретных условий ток в эквивалентной электрической цепи может замыкаться либо через фотосферу (рис. 1а), либо через внешнюю поверхность магнитной петли (рис. 1б) [4].

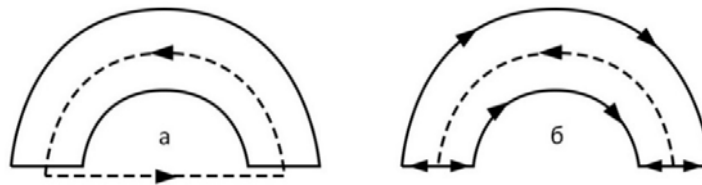


Рис. 1.

Для магнитных петель с током, замыкающимся через фотосферу, т.е. при отсутствии поверхностного тока, из уравнений (2), (3) получаем сле-

дующее условие равновесия плазменной трубки с продольным магнитным полем

$$\int_0^{a(z)} \left(p + \frac{B_z^2}{8\pi} \right) 2\pi r dr = \frac{I_z^2}{2c^2}, \quad (4)$$

являющееся обобщением известного критерия Беннета [5] для равновесия плазменного столба при отсутствии магнитного поля. Для магнитных петель с током, замыкающимся через внешнюю поверхность петли, в правой части уравнения (4) появляется дополнительное слагаемое, связанное с поверхностным током:

$$\int_0^a \left(p + \frac{B_z^2}{8\pi} \right) 2\pi r dr = \frac{I_z^2}{2c^2} + \frac{\pi}{c} \int_a^\infty j_{zb} B_{\phi b} r^2 dr, \quad (5)$$

где j_{zb} и $B_{\phi b}$ – плотность поверхностного тока и связанная с ним компонента азимутального магнитного поля, соответственно. Можно показать, что это дополнительное слагаемое имеет такую же величину, как и правая часть уравнения (4). Таким образом, сила Ампера, обеспечивающая равновесие магнитной трубки, при замыкании тока через поверхность увеличивается в два раза. Учитывая, что значение интеграла в левых частях уравнений (4), (5) не зависит от деталей распределения давления и продольной компоненты магнитного поля по сечению трубки, будем считать эти распределения равномерными. В результате получим следующее уравнение для радиуса $a(z)$ в случае замыкания тока через поверхность корональной магнитной петли:

$$a^4(z) 8\pi p(z) - \frac{8I_z^2}{c^2} a^2(z) + \Phi_z^2(z) = 0, \quad (6)$$

где $p(z)$ и Φ_z определяются формулами $p = p_0 \exp\left(-\frac{h(z)}{H}\right)$, $H = \frac{k_B T}{m_i g}$, $B_z(z) a^2(z) = B_z(0) a^2(0) = \Phi_z$. Из решения уравнения (6)

$$a^2(z) = \frac{\frac{8I_z^2}{c^2} \mp \sqrt{\frac{64I_z^4}{c^4} - 32\pi p \Phi_z^2}}{16\pi p} \quad (7)$$

следует, что для существования стационарной магнитной петли в солнечной короне электрический ток в петле должен превышать критическое значение, $I_z > I_{z,cr}$, где

$$I_{z,cr} = c \left(\frac{1}{2} \pi p \Phi_z^2 \right)^{1/4}. \quad (8)$$

При замыкании тока через фотосферу соответствующее критическое значение тока больше величины (8) в $4^{1/4}$ раз, что связано с уменьшением силы Ампера, уравновешивающей внутреннее давление. Критическое значение электрического тока (8) можно выразить через азимутальную компоненту магнитного поля $B_{\phi,cr}(a) = \frac{2I_{z,cr}}{ca}$. В результате условие (8) переписывается в виде $B_{\phi,cr}^2(a) = (8\pi p B_z^2)^{1/2}$, т.е. необходимая для равновесия

минимальная плотность энергии непотенциального магнитного поля, генерируемого продольным током, пропорциональна среднему геометрическому от плотности энергии плазмы и потенциальной компоненты магнитного поля.

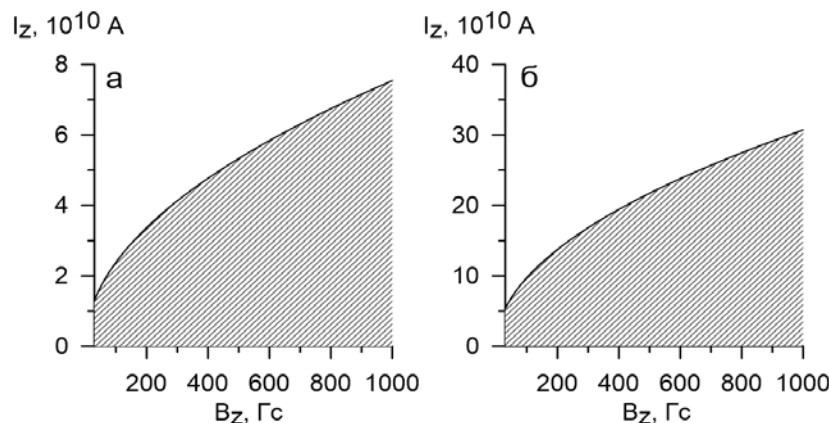


Рис. 2.

На рис. 2 представлена зависимость критического тока (8) от величины магнитного поля $B_z(0)$ в основании петли для «теплых» петель (рис. 2а) и «горячих» петель (рис. 2б). В заштрихованной области значение тока меньше критического, и стационарное решение отсутствует. Нарушение стационарности может сопровождаться изменением высоты петли в плавном, либо в колебательном режиме [6, 7], а также разрушением петли.

Работа выполнена в рамках Госзадания FFUF-2023-0002 и поддержана Грантом №24-1-1-97-1 Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. *Ashwanden M.J., Nightingale R.W.* Elementary loop structures in the solar corona analyzed from TRACE triple-filter images // *Astrophys. J.* 2005. V. 633. P. 499-517. DOI:10.1086/452630
2. *Kano R., Tsuneta S.* Scaling law of solar coronal loops obtained with YOHKOH // *Astrophys. J.* 1995. V.454. P. 934-944. DOI:10.1086/176547
3. *Zaitsev V.V., Kronshtadov P.V.* On the Constancy of the Width of Coronal Magnetic Loops // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2017, V. 57, No. 7, P. 841-843. DOI: 10.1134/S001679321707026X
4. *Melrose D.B.* Neutralized and Unneutralized Current Patterns in the Solar Corona // *ApJ.* 1991, 381: 306-312. DOI:10.1086/170652
5. *Bennett, W.H.* Self-Focusing Streams // *Phys. Rev.* 1955, 98, 1584. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.1584>.
6. *Melnikov V.F., Meshalkina N.S.* Expansion and Compression of a Flare Loop System during the Flare on January 15, 2022 According to Ultraviolet and Microwave Data // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2023, V. 63, Issue 7, P. 1054-1061. DOI:10.1134/S0016793223070162.
7. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V.* Diagnostics of Flare Loop Parameters in Shrinkage and Ascent Stages Using Radio, X-ray, and UV Emission // *Universe*, 2023, 9, 261. <https://doi.org/10.3390/universe9060261>