ОЦЕНКА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ КОРОНАЛЬНЫХ ЯРКИХ ТОЧЕК В РАМКАХ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ

Ибрагимов И.А., Миненко Е.П.

Астрономический институт им. Мирзо Улугбека АН РУз., Ташкент, Узбекистан

ESTIMATION OF THE MAIN PARAMETERS OF THE CORONAL BRIGHT POINTS WITHIN THE MODEL OF INTERACTION OF INDUCED CURRENT SYSTEMS

Ibragimov I.A., Minenko E.P.

Ulugh Bek Astronomy Institute (UBAI), Tashkent, Uzbekistan

Within the proposed phenomenological model of the formation of coronal bright points (CBPs), as the results of the interaction of current systems in the solar corona, numerical estimates of the main parameters of the CBPs are carried out. The considered model is fundamentally different from the standard concept of magnetic reconnection. The source of coronal current systems (CCS) are small-scale magnetic structures, that emerge from under the photosphere through the transition layer into a corona with ionized plasma. In particular, the model of CCS, in the first approximation, gives rather good agreement with the observed parameters and characteristics of CBPs, such as size, energy release, lifetime, spectrum and level of generated radio emission. The possibility of local heating of coronal plasma, generation of X-ray and radio radiation in the region of interaction of the CCS due to the development of plasma and MHD instabilities is shown.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-123-126

Источником энергии и регулятором для всех активных процессов в солнечной атмосфере (солнечных вспышек, корональных ярких точек, спреев, спикул, корональных выбросов и т.д.) являются магнитные поля. Диссипация энергии магнитного поля в другие виды происходит в местах локализации электрического тока, и подобные области энерговыделения должны иметь повышенную плотность тока. Основой для так называемых токовых моделей является то, что в этих областях возникают различные плазменные конфигурации с сильным электрическим током.

Рассмотрим кратко физику процесса взаимодействия корональных токовых систем (КТС) как возможного механизма образования КЯТ. В рамках полуэмпирической AL-модели атмосферы Солнца Авретта-Лоезера [1] примем, что корона находится в состоянии гидростатического равновесия. Возникающие в короне токовые системы создаются всплывающими мелкомасштабными магнитными неоднородностями, постоянно и во множестве наблюдаемыми в фотосфере Солнца. Это является следствием второго уравнения Максвелла – изменяющееся локальное магнитное поле в атмосфере Солнца порождает вихревое электрическое поле:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -1/c \partial \mathbf{B} / \partial t. \quad (1)$$

Индуктируемое вихревое (замкнутое) поле $\mathbf{E}$ приводит к появлению электрического тока в контуре, огибающем область измененного магнитного поля. Полная энергия магнитного поля W_B в объеме, охватываемом контуром, равно энергии электрического тока в контуре:

$$W_B = LI^2/2, \quad (2)$$

где L – индуктивность контура, I – ток. Контур (замкнутая трубка с продольным и спиральным током и полем) может иметь сложную трехмерную форму, но для простоты в первом приближении его можно считать кольцом и рассматривать в 2D геометрии как плоскую катушку с током, а образуемое им магнитное поле – дипольным. Образование и устойчивость подобных замкнутых токовых структур в виде колец (или торов) подробно рассмотрена в работе [2]. Для количественных оценок выберем средние наблюдаемые значения размеров и индукции локальных магнитных неоднородностей и параметров нижней короны: размер $5''$ (3500 км), что соответствует длине контура $l_k \approx 10^9$ см, $B \approx 10$ Гс, $n_e \approx 10^8$ см⁻³ – концентрация электронов, равная концентрации протонов, поскольку солнечная плазма на 90% состоит из водорода и в короне практически полностью ионизована. Температура фоновой (окружающей токовый контур) плазмы $T \approx 10^6$ К приблизительно одинакова для электронной и ионной компонентов. Важным условием для нашей модели является то обстоятельство, что плотность плазмы в короне мала, её газокINETическое давление $2nkT$ (k – постоянная Больцмана, коэффициент 2 учитывает давление электронов и ионов) много меньше магнитного $B^2/8\pi$, поэтому, несмотря на то, что плазма диамагнетик, при движении КТС поле изменяется незначительно и остается дипольным. Размер сечения трубки или слоя, по которому протекает индуцируемый ток в контуре, можно оценить, как: $d_k \approx l_k / \pi \times (16\pi nkT/B^2) \approx 2,5 \times 10^6$ см. Принципиальным моментом является то, что при всплытии кольцевой или тороидальной токовой структуры в корону за счет конвекции резко изменяются основные параметры фоновой плазмы: уменьшается плотность и давление, возрастает температура с 6000 К до 10^6 К, плазма становится полностью ионизованной. Во-первых, это приводит к прекращению всплытия на уровне нижней короны, а во-вторых, высота сечения токового слоя (высота h условной катушки с током) уменьшается вследствие резкого увеличения проводимости плазмы от значения $\sigma_\phi \approx 10^{13}$ сек⁻¹ в фотосфере, до $\sigma_k \approx 7 \times 10^{15}$ сек⁻¹ в нижней короне. Площадь сечения слоя с током уменьшается обратно пропорционально проводимости, а линейные размеры, в частности, высота – обратно пропорционально квадратному корню: $h_k \approx h_\phi \times (\sigma_\phi/\sigma_k)^{1/2}$, где индексы « ϕ » и « k » указывают на значения соответствующих величин в фотосфере и короне. Подставляя характерные размеры $h_\phi \approx 3 \times 10^8$ см и вышеприведенные значения проводимости, получаем $h_k \approx 4 \times 10^6$ см, что по порядку величины

совпадает с оценкой сечения токового слоя $d_k \approx 2,5 \times 10^6$ см. Следовательно, контур тока можно рассматривать как плоскую катушку с током. Более того, всплывающие контуры (КТС) будут локализованы на уровне нижней короны и могут перемещаться вместе с образующими их магнитными неоднородностями в горизонтальном направлении за счет крупномасштабной турбулентности, вызванной конвекцией. Деформация их формы при горизонтальном движении незначительна из-за малого газокINETического давления плазмы, следовательно, ток в КТС и магнитный поток меняются достаточно медленно. Это соответствует наблюдательному факту: среднее время существования мелкомасштабных магнитных полей в солнечной атмосфере составляет несколько суток. Время затухания тока в контуре с индуктивностью L за счет потерь на сопротивление R можно оценить, разделив полную энергию тока на мощность джоулевых потерь: $t = (LI^2/2)/RI^2 = L/2R$. Для вышеприведенных размеров активных образований: длины контура $l_k \sim 10^9$ см и проводимости плазмы в нижней короне $\sigma \sim 7 \times 10^{15}$ сек⁻¹ сопротивление R составит порядка 10^{-9} Ом, индуктивность $L \approx 10^3$ Гн, а время затухания тока $t \sim 5 \times 10^{11}$ секунд (свыше 15 тысяч лет!). Из этого можно сделать вывод, что за диссипацию тока ответственны другие механизмы, чем просто джоулевы потери. Величина тока I , оцениваемая по формуле (2), для выбранных параметров составит 5×10^8 А, что отвечает полной энергии тока или магнитного поля: $W_B \approx 10^{20}$ Дж = 10^{27} эрг. Данная величина согласуется со средней энергией единичной КЯТ $\sim 5 \times 10^{19}$ Дж = 5×10^{26} эрг [3].

Рис. 1. Сближение и взаимодействие двух КТС.

Два КТС могут сблизиться и начать взаимодействовать при любой ориентации. Сила этого взаимодействия достаточно мала для большей части КТС, кроме близко расположенных участков. Притягиваются параллельные токи контуров, деформируя их форму в области взаимодействия в виде хорды, или в объемном представлении – в виде **токового слоя** (рис. 1а).

Ранее непосредственно КТС находилась в состоянии квазистабильного гидродинамического равновесия плазмы и протекающего в ней тока. Теперь ток в области взаимодействия суммируется и увеличивается, возникает z-пинч, и токовый слой стягивается собственным магнитным по-

лем. Сечение слоя уменьшается, плотность тока и скорость электронов тока (а также протонов в противоположную сторону) возрастают. Для данного процесса важными являются следующие экспериментально наблюдаемые результаты:

1). При скорости токовых электронов больше тепловой развиваются пучковая, тиринг и другие виды МГД-неустойчивостей, приводящие к появлению двойных токовых слоев, дроблению токового слоя на отдельные волокна и сгустки, раскачке ленгмюровской и ионно-звуковой плазменной турбулентности и, как следствие, появлению аномального сопротивления.

2). Температура этой области возрастает за счет нагрева током окружающей плазмы, что приводит к увеличению интенсивности теплового излучения в рентгеновской и УФ-областях спектра, а также в линиях тяжелых элементов (железа, кальция и т.д.) за счет увеличения степени их ионизации и возбуждения более глубоких уровней.

3). Ленгмюровская турбулентность приводит к генерации радиоизлучения с характерными частотами около собственной (и удвоенной) плазменной частоты $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$. Для нижней короны $\omega_{pe} = 5,65 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, что соответствует метровому диапазону электромагнитного спектра и хорошо согласуется с наблюдательными данными по радиоизлучению КЯТ.

4). Разрывы токов в контурах зарастают за счет ЭДС индукции. Далее процесс взаимодействия КТС повторяется, и это может качественно объяснить квазипериодичность многих КЯТ. В зависимости от ориентации и направления движения КТС может выделяться значительная часть их энергии, до 10^{27} эрг, что согласуется с энерговыделением в типичных КЯТ.

5). Длительность общего времени взаимодействия КТС зависит от геометрии процесса и, по порядку величины, равно размеру КТС, деленному на скорость относительного движения, что дает оценку от 2 часов до двух суток, что соответствует времени жизни большинства КЯТ.

Подчеркнём, что, в отличие от концепции пересоединения потенциальных магнитных полей, в предложенной модели КЯТ взаимодействуют индуцированные токи, источниками которых являются наблюдаемые на Солнце всплывающие мелкомасштабные магнитные неоднородности.

Литература

1. *Avrett E.H., R. Loeser // Astrophys. J. Suppl. Ser., 2008, 175, 229.*
2. *Соловьев А.А., Е.А. Куричек // Письма в АЖ, 2015, том 41, № 5, с. 234–247.*
3. *Karachik N.V., E.P. Minenko, I. Sattarov, A.A. Pevtsov // Astronomische Nachrichten 2014, 10, 1037.*