СВОЙСТВА ТОКОВОГО СЛОЯ НАД ПУЧКОМ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

Мерзляков В.Л.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия*

PROPERTY OF CURRENT SHEET ABOVE LOOP STRUCTURE

Merzlyakov V.L.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

The system of coronal loops is believed to be fragmented cylindrical layer. It is shown that this layer is made by electric drift of coronal plasma. Over cylindrical layer magnetic X-peculiarity are existed. Along this X-peculiarity current sheet is formed by affect of vortical electric field. The current magnitude $10^9 - 10^{10}$ A and current section $\sim 10^4$ km² are obtained. The current sheet is destroyed by tearing instability. This instability changes the dynamic of plasma drift and cylindrical layer are fragmented to system of individual loops.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-283-286

Введение

Характерной структурой атмосферы над активной областью Солнца является пучок корональных петель. Для объяснения появления такой структуры предлагается механизм тепловой неустойчивости [1, 2]. Однако этот механизм имеет трудности согласования с наблюдательными фактами [3]. Автор полагает, что пучок петель есть следствие фрагментации плотного цилиндрического слоя [4]. Такой слой формируется, как было показано [4], при дрейфовом движении корональной плазмы над переменным во времени источником магнитного поля. Причина фрагментации плотного слоя рассматривается в данной работе.

Токовый слой

Формирование цилиндрического слоя происходит в растущем магнитном поле, где есть значимая октупольная гармоника (Q) и её рост совпадает со скоростью изменения дипольной гармоники (M) $\partial Q/\partial t \approx \partial M/\partial t$ [4]. В этом случае над цилиндрическим слоем существует устойчивая магнитная особенность X-типа. Конфигурация магнитного поля в окрестности X-особенности приведена на рис. 1 (сечение слоя), где стрелки дают направление поля, а их длина пропорциональна напряженности. Для получения числовой картины рис. 1 рассмотрим типичную ситуацию в активной области. Максимальная напряженность на уровне фотосферы 1 кГс,

высота пучка петель 30 тыс. км. Источник магнитного поля, очевидно, связан с супергрануляционной конвекцией, т.е. его эффективная глубина залегания ≈ 15 тыс. км. При указанных параметрах величины гармоник источника составляют $M \sim 10^{-3} R_{\text{sun}}^3$, $Q/M \approx 3 \cdot 10^{-3} R_{\text{sun}}^2$. Тогда распределение напряженности около X-особенности в виде изогаусс имеет вид рис. 2, отсчет вертикальной оси Z в км от уровня фотосферы, ось Y направлена поперек оси цилиндрического слоя (ось X).

Рис. 1.

Рис. 2.

Проведенные ранее автором исследования показали, что в активной области Солнца имеется компонента октупольной гармоник $Q_{\perp}$, перпендикулярная дипольной. Оценки дали соотношения октупольных компонент $Q_{\perp}/Q \sim 0.1$, т.е. перпендикулярно плоскости рис. 2 существует магнитное поле ~ 0.1 Гс. И в пределах границы изогауссы ~ 0.01 Гс именно магнитное поле гармоник $Q_{\perp}$ определяет магнитную конфигурацию в окрестности X-особенности. Вдоль этой особенности (в направлении оси X) действует вихревое электрическое поле $E_x \sim (\partial Q/\partial t + \partial M/\partial t)$. На рис. 3 показаны силовые линии компоненты $Q_{\perp}$ от подфотосферного источника, которые в пределах указанной окрестности (отмечена пунктирными линиями) являются определяющими. Под действием электрического поля E_x вдоль этих силовых линий (рис. 3) ускоряются электроны и ионы, создавая

Рис. 3.

Рис. 4.

ток. Значит, в окрестности магнитной X-особенности в пределах границы изогauss 0.01 Гс сечением $S \approx 200 \text{ км} \times 50 \text{ км}$ (рис. 2) существует токовый слой.

Свойства токового слоя

Наличие тока над цилиндрическим слоем меняет магнитную конфигурацию в его окрестности (рис. 1). А это приводит к изменению динамики дрейфового перемещения плазмы. При отсутствии тока движение плазмы над слоем направлено вверх. Присутствие тока создает нисходящие потоки над вершиной, их скорости и область распространения увеличиваются с силой тока. Наблюдения динамики плазмы над пучком корональных петель показывают наличие нисходящих потоков, которые на начальном этапе появления пучка достигают скоростей $\sim 10^2 \text{ км/с}$ [5, 6]. Такие скорости по модельным расчетам возможны при величине тока $J_x = 10^9 - 10^{10} \text{ А}$ (компонента по оси X). Распределение вертикальной компоненты скорости плазмы в случае тока $J_x = 5 \cdot 10^9 \text{ А}$ приведено на рис. 4 (сечение цилиндрического слоя), где пунктирной линией отмечены границы областей нисходящих потоков. Отметки изолиний скорости даны в км/с.

Имея оценку тока J_x , определим скорость тока электронов, которые являются основной токонесящей компонентой. Принимая электронную плотность в токовом слое $n_e = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ с учетом найденной оценки сечения $S \approx 10^4 \text{ км}^2$ (рис. 2), находим из соотношения $J_x = e \cdot n_e \cdot u_x \cdot S$ скорость тока $u_x \approx 10^6 \text{ см/с}$. Эта скорость оказалась небольшой по сравнению с тепловой $\approx 10^8 \text{ см/с}$ (10^6 К). Поэтому можно ожидать установившегося процесса торможения электронов $m_e \cdot u_x \cdot v = e \cdot E_x$, откуда получаем частоту столкновений $v \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ для времени жизни супергранулы $10^4 - 10^5 \text{ с}$ ($E_x \sim 10^{-5} \text{ СГС}$). Для условий в токовом слое с плотностью протонов $n_p = n_e \approx 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и электронной температурой $T_e \approx 10^6 \text{ К}$ частота столкновений электронов с протонами $v_{ep} \approx 30 \cdot n_p \cdot T_e^{-3/2} \approx 10 \text{ с}^{-1}$, что на 5 порядков меньше найденного значения v . Этот факт означает, что токовый слой находится в турбулентном состоянии. На начальном этапе ускоренные электроны вызывают Бунемановскую неустойчивость, при которой электроны нагреваются более эффективно. Вследствие чего электронная температура растет быстрее протонной, и при некотором пороге превышения $T_e \gg T_i$ неустойчивость обычно переходит в режим ионно-звуковой. В случае Бунемановской неустойчивости эффективная частота столкновений электронов $v_{eff} \sim$ ионной плазменной $\approx 2 \cdot 10^2 n_e^{1/2}$ [7]. Для нашего случая $v_{eff} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ совпадает с найденной $v \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$, что означает отсутствие перехода из режима Бунемановской неустойчивости к ионно-звуковой, т.е. установившаяся электронная температура в токовом слое превышает протонную меньше чем на порядок.

Наличие турбулентности в токовом слое способствует раскачке различного рода неустойчивостей. В нашем случае токовая система (рис. 3) подвержена тиринг-неустойчивости. Исходя из геометрии траекторий токов рис. 3, указанная неустойчивость приводит к фрагментации токового слоя вдоль оси X . И эта фрагментация создает разрывы тока J_x , и, соответственно, меняется динамика уплотнения плазмы около цилиндрического слоя (рис. 4). В итоге и уплотнение самого слоя оказывается неравномерным с периодической сменой повышенной и пониженной плотности. И эти места повышенной плотности наблюдаются как система отдельных петель.

Выводы

В рамках рассмотренной концепции формирования пучка корональных петель над их вершинами существует токовый слой с магнитной особенностью X -типа. Проведенные оценки параметров токового слоя дали величину тока 10^9 – 10^{10} А и площадь его сечения $\sim 10^4$ км². Плазма токового слоя, как показали расчеты, находится в турбулентном состоянии из-за Бунемановской неустойчивости. Токовый слой под действием тиринг-неустойчивости должен фрагментировать, что вследствие изменения динамики окружающей корональной плазмы приводит к неоднородности плотности и нижележащего цилиндрического слоя. И такая неоднородность наблюдается как пучок петель.

Литература

1. Mok Y., Mikić Z., et al. // *Astrophys. J.*, 2016, v. **817**, 15 (pp. 16).
2. Froment C., Auchere F., et al. // *Astrophys. J.*, 2018, v. **855**, 52 (pp. 20).
3. Klimchuk J.A., Karpen J.T., Antiochos S.K. // *Astrophys. J.*, 2010, v. **714**, p. 1239-1248.
4. Мерзляков В.Л. // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2012”, СПб, ГАО РАН, 2012, с. 281-284.
5. Warren H.P., O’Brien C.M., Sheeley, Jr. N.R. // *Astrophys. J.*, 2011, v. **742**, 92 (pp. 8).
6. Savage S.L., McKenzie D.E., Reeves K.K. // *Astrophys. J. Let.*, 2012, v. **747**, L40 (pp. 7).
7. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы, 1973, вып. 7, с. 114-127.