

УДК 523.98:533.951

ЭВОЛЮЦИЯ ВИХРЕВОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ЕГО ПОДЪЕМЕ В СОЛНЕЧНУЮ АТМОСФЕРУ

В.А. Романов, Д.В. Романов, К.В. Романов,
И.В. Семенов, Н.М. Нычкова, Е.В. Шалагина

EVOLUTION OF THE TWISTED MAGNETIC TUBE DURING EMERGENCE TO THE ATMOSPHERE OF THE SUN

V.A. Romanov, D.V. Romanov, K.V. Romanov,
I.V. Semenov, N.M. Nychkova, E.V. Shalagina

В работе исследуется симметричный двухарочный выброс магнитного поля, реализуемый из-за развития неустойчивости медленных мод колебаний тонкой магнитной трубки в зоне динамо Солнца [1]. Расчет динамики подъема магнитной трубки производится с учетом влияния закрутки вихревого магнитного поля и формирования тепловых потоков.

In this paper an emergence of 2-apex symmetric surge of magnetic flux is studied under thin tube approximation [1]. Surge is driven by slow wave instability development in dynamo zone of the Sun. Twist of magnetic field and heat fluxes are included into the model.

1. Математическая постановка задачи

Уравнения динамики тонкой магнитной трубки с вихревым магнитным полем [2]:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} \quad (1)$$

– пересчет положения координат трубки.

Уравнение движения:

$$\left[\frac{d\vec{v}}{dt} \right]_{\parallel} + \frac{\rho_i + k_m \rho_e}{\rho_i} \left[\frac{d\vec{v}}{dt} \right]_{\perp} =$$

$$= \vec{n} \left[\gamma_0 V_A^2 k - \frac{\gamma_2}{2\pi} V_A^2 \Sigma \left(\chi k (q - \chi) + \frac{\partial^2 k}{\partial \ell^2} - \frac{k^3}{2} \right) \right] +$$

$$+ \vec{\ell} \left[-\gamma_0 \frac{V_A^2}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial \ell} + \frac{\gamma_2}{2\pi} V_A^2 \Sigma k \frac{\partial k}{\partial \ell} \right] +$$

$$+ \vec{b} \left[\frac{\gamma_2}{2\pi} V_A^2 \Sigma \left(\frac{\partial}{\partial \ell} (k(q - \chi)) - \chi \frac{\partial k}{\partial \ell} \right) \right] + \frac{(\rho_i - \rho_e)}{\rho_i} \vec{g}, \quad (2)$$

где k_m – коэффициент присоединенной массы;
 $V_A^2 = H / \sqrt{4\pi\rho}$ – альфвеновская скорость;

$$\gamma_n = \frac{n+2}{a^{n+2}} \int_0^a \left(\frac{H(r)}{\bar{H}} \right)^2 r^{n+1} dr, \quad (3)$$

$H(r)$ – распределение продольной компоненты поля по сечению трубки; \bar{H} – среднее значение напряженности поля; $(\vec{\ell}, \vec{n}, \vec{b})$ – вектора Френе (рис. 1).

Силовая линия магнитного поля в трубке описывает кривую:

$$\vec{S}(\ell, r) = \vec{R}(\ell) + r\vec{m}(\ell). \quad (4)$$

Закрутка вихревого магнитного поля:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial \ell} = q(\ell) [\vec{\ell} \times \vec{m}] \quad (5)$$

– вращение вектора \vec{m} на единице длины.

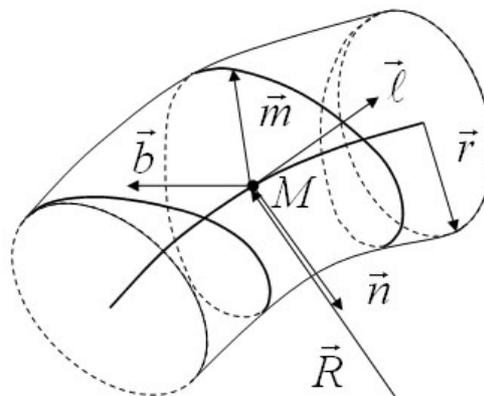


Рис. 1. Сопровождающий репер векторов $\vec{\ell}$, \vec{n} , \vec{b} и вектор \vec{m} , проведенный из точки M к магнитной линии.

$$\frac{\partial \vec{b}}{\partial \ell} = -\chi \vec{n}, \quad (6)$$

$$\chi = \frac{(\dot{k} \cdot [\ddot{k} \times \ddot{k}])}{\ddot{k}^2}. \quad (7)$$

Индексом e отмечены внешние параметры магнитной трубки; индексом i – внутренние параметры.

Уравнение энергии:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\rho_i^\gamma}{\gamma-1} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_i}{\rho_i^\gamma} \right) &= -\text{div} \vec{W} + Q, \\ \vec{W} &= -k_i \nabla T, \end{aligned} \right. \quad (8)$$

\vec{W} – тепловая и лучистая теплопроводность.

Уравнения сохранения магнитного потока и баланса давлений:

$$\dot{H} \Sigma = \Phi_0 = \text{const}, \quad (9)$$

$$p_i + \frac{H^2}{8\pi} = p_e. \quad (10)$$

Группа материальных уравнений:

$$\begin{cases} p_i = \frac{R}{\mu} \rho_i T_i, \\ k_T = k_T(\rho_i, T_i). \end{cases} \quad (11)$$

Трубка вращается вокруг центральной оси с угловой частотой ω .

Замкнутая система уравнений для расчета $\omega(\ell, t)$, $q(\ell, t)$:

$$\begin{cases} \frac{d\omega}{dt} + \frac{\omega}{\Sigma} \frac{d\Sigma}{dt} = \gamma_2 V_A^2 \frac{\partial q}{\partial \ell}, \\ \frac{dq}{dt} = -\eta q + \frac{\partial \omega}{\partial \ell} + k \left(\bar{b} \frac{d\bar{\ell}}{dt} \right), \end{cases} \quad (12)$$

где $\eta = \left(\bar{\ell} \frac{\partial \bar{\nu}}{\partial \ell} \right)$. (13)

Данная система уравнений позволяет рассчитать $\omega(\ell, t)$, $q(\ell, t)$ по известной динамике трубки: $\bar{R} = \bar{R}(\ell, t)$ – движение оси трубки, $\Sigma(\ell, t)$ – изменение поперечного сечения со временем. В линеаризованном виде подсистема описывает эволюцию крутильных альфвеновских волн с фазовой скоростью $V_A / \sqrt{\gamma_2}$ [2].

2. Влияние тепловых токов на динамику подъема магнитной трубки в солнечную атмосферу

При наличии сил гравитации в зоне динамо наиболее неустойчивы медленные моды [3]: с увеличением амплитуды колебаний в центральной части гармоники образуется перехлест (рис. 4), переходящий в двухарочный выброс магнитного поля в солнечную атмосферу (рис. 5).

При адиабатическом подъеме магнитной трубки в солнечную атмосферу образуется нелинейный перепад температур от верхней части арочной структуры к нижней затопленной части в зоне динамо, что генерирует мощные тепловые потоки, направленные из подфотосферных слоев и достигающие плотности 10^5 эрг/см²/с (рис. 6).

Начальные условия задачи:

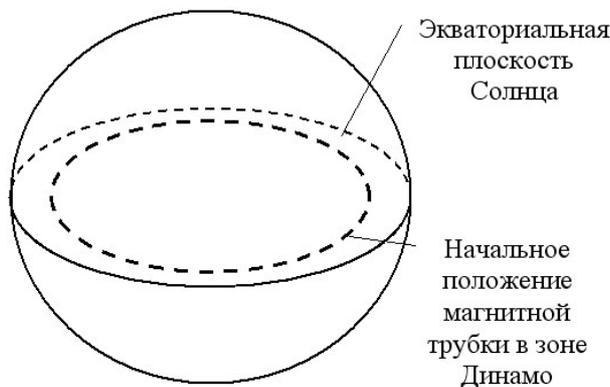


Рис. 2. Начальное положение магнитной трубки.

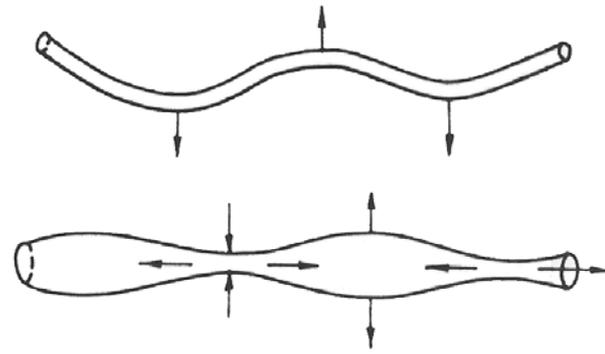


Рис. 3. Быстрая и медленная волны, реализуемые в магнитной трубке.

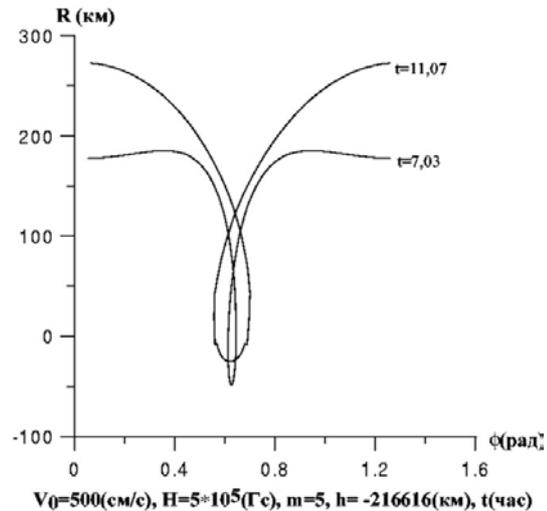


Рис. 4. Переход линейного режима колебаний магнитной трубки в нелинейный для медленной волны.

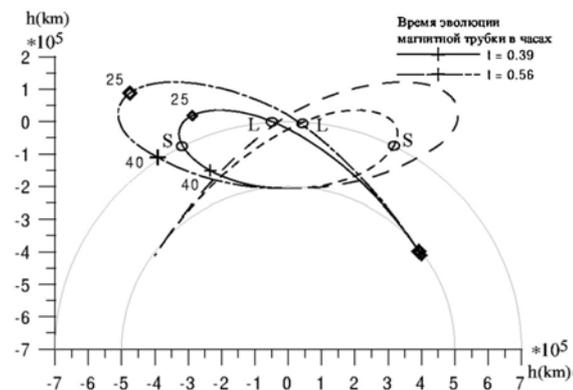


Рис. 5. Эволюция двухарочных выбросов магнитного поля в солнечную атмосферу.

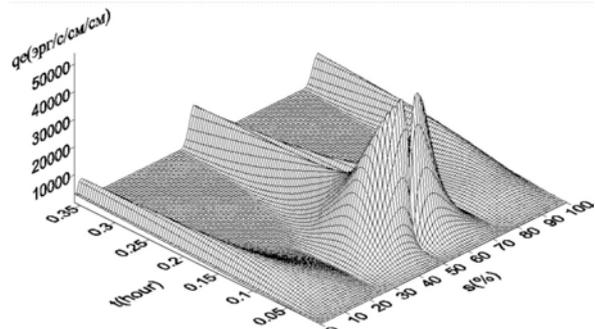


Рис. 6. Распределение плотности теплового потока в пределах одной гармоники.

3. Эволюция вихревого магнитного поля и вращение магнитной трубки при подъеме в солнечную атмосферу

При подъеме магнитной трубки в солнечную атмосферу в нижней затопленной части образуется крутильная волна (рис. 7, 8). Верхняя часть двухарочной структуры практически не вращается. На фотосферном уровне знаки угловой частоты вращения и закрутки магнитного поля в лидирующем и ведомом пятне противоположны (рис. 11, 12), а при переходе из северного полушария в южное знаки меняются.

Эволюция закрутки магнитного поля (рис. 7, 8):

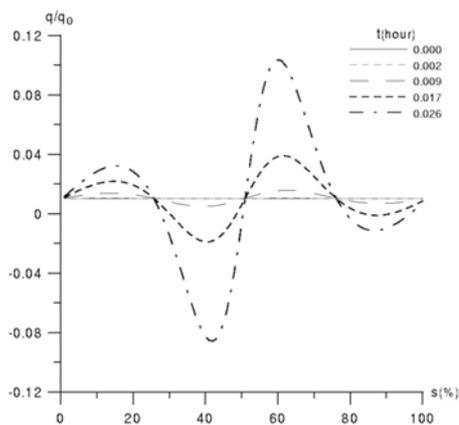


Рис. 7.

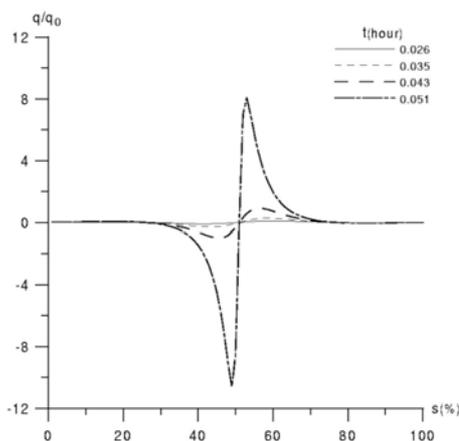


Рис. 8.

Зависимость закрутки и частоты вращения от высоты подъема трубки (рис. 9, 10):

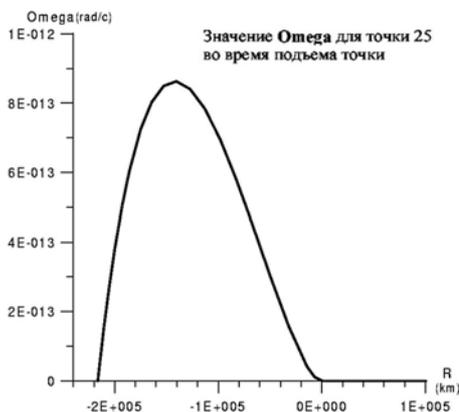


Рис. 9.

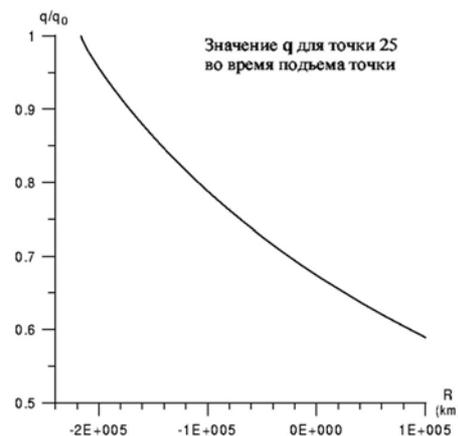


Рис. 10.

Частота вращения и закрутки магнитного поля на фотосферном уровне (рис. 11, 12):

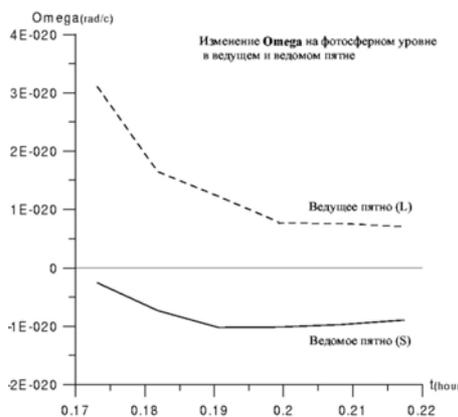


Рис. 11.

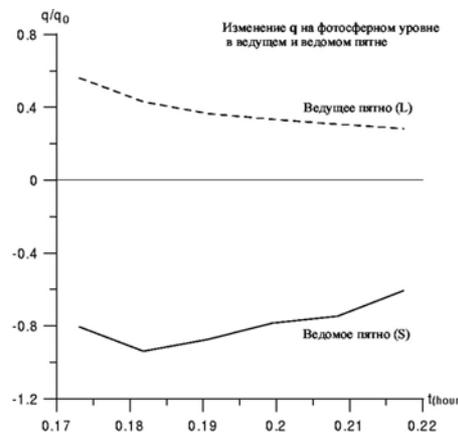


Рис. 12.

Выводы

1. При подъеме магнитного поля в солнечную атмосферу генерируются мощные тепловые потоки, направленные вдоль силовых магнитных линий. Прогрев носит импульсный характер и существенно влияет на динамику подъема магнитного поля в солнечную атмосферу.

2. Установлена связь знака проекции на луч зрения векторов закрутки магнитного поля и частоты вращения в лидирующем и ведомом пятнах би-полярной активной области на фотосферном уровне от знака полярности глобальной структуры магнитного поля Солнца как звезды. Вращение трубки

происходит с исчезающе малыми частотами, находящимися за пределами разрешения по наблюдательным данным. Закрутка вихревого магнитного поля при подъеме меняется незначительно и может быть зарегистрирована на фотосферном уровне наблюдательными средствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., et al. Development of slow wave instability of a thin magnetic tube located inside the Dynamo zone of the sun // International Conference on the Methods of Aerophysical Research. 2004. V. IV. P. 15–19.

2. Longcope D.W., Klapper I. Dynamics of a twisted flux tube // *Astrophys. J.* 1997. V. 488. P. 443–453.

3. Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., et al. Magnetic field instabilities in the solar convective zone // *Rus. J. Eng. Thermophys.* 2000. V. 10. P. 243–262.

*Красноярский филиал Иркутского государственного университета путей сообщения, Красноярск, Россия.
kvromanov@mail.ru*