Изв. Крымской Астрофиз. Обс. 114, № 2, 11–14 (2018)

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

УДК 523.9, 523.98

О распространении поперечных волн в нижней атмосфере Солнца

Ю.Т. Цап[1,2], *Ю.Г. Копылова*[2], *А.В. Степанов*[2]

[1] ФГБУН "Крымская астрофизическая обсерватория РАН", Научный, Крым, 298409
yur_crao@mail.ru
[2] Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
yul@gao.spb.ru

Поступила в редакцию 16 ноября 2017 г.

Аннотация. Используются два подхода для описания линейных поперечных (изгибных) мод в тонкой вертикальной магнитной трубке. Первый их них основывается на модели "упругой нити". Второй следует из разложения возмущенных величин в ряд Тейлора и Лорана по радиусу сечения соответственно внутри и снаружи магнитной трубки. Показано, что основная причина расхождений, полученных с помощью этих приближений, связана с феноменологическим уравнением движения Спруита (1981), которое нельзя считать достаточно корректным.

ON THE PROPAGATION OF TRANSVERSE WAVES IN THE LOWER SOLAR ATMOSPHERE, *by Yu.T. Tsap, Yu.G. Kopylova and A.V. Stepanov*. Two approaches are used for the description of linear transverse (kink) modes in a vertical thin magnetic flux tube. The first one is based on the elastic thread model. The second one follows from the Taylor and Laurent series expansions of wave variables with respect to the tube radius inside and outside the magnetic flux tube, respectively. The main reason for the discrepancy between these approaches was shown to relate to the phenomenological equation of Spruit (1981), which is not quite correct.

Ключевые слова: Солнце, фотосфера, магнитные трубки, изгибные колебания

1 Введение

В настоящее время не вызывает сомнений необходимость исследования квазипериодических пульсаций в атмосфере Солнца. Согласно существующим представлениям, основным структурным элементом солнечной фотосферы являются тонкие интенсивные магнитные трубки с диаметром менее 100 километров, на которые может приходиться до 90% магнитного потока (Стенфло, 2011). Данные магнитные образования подобны волноводам и способны эффективно передавать механическую энергию конвективных движений в верхние слои солнечной атмосферы. Считается, что в них могут возбуждаться три основные волновые моды: медленные магнитозвуковые, поперечные (изгибные) и крутильные (Робертс, Вебб, 1978; Спруит, 1981). До последнего времени ввиду малых масштабов магнитных трубок вопрос доминирования тех или иных мод в атмосфере Солнца оставался открытым.

Известно, что высокочастотные моды альвеновского типа, возбужденные в солнечной фотосфере, подвержены сильному затуханию в хромосфере, если их период $T < 10$ с, в то время как волны с

$T > 40$ с эффективно отражаются от переходной области (Цап и др., 2017). Недавно Лопин, Нагорный (2013) и Лопин и др. (2014), воспользовавшись методом разложения возмущенных величин в ряд по радиусу трубки, обратили внимание, что предложенная ранее Спруитом (1981) модель "упругой нити", для изучения свойств распространяющихся в стратифицированной адиабатической атмосфере поперечных мод тонкой магнитной трубки, требует пересмотра. В частности, в отличие от результатов Спруита (1981), согласно которым частота отсечки соответствует периодам 3–10 мин, распространение поперечных мод в вертикальных магнитных трубках фотосферы Солнца должно быть свободным. Это кардинально меняет наши представления о генерации и распространении низкочастотных изгибных волн в нижней атмосфере Солнца, которые могут играть важную роль в нагреве и ускорении солнечного ветра.

Цель представленной работы – сравнить модели, предложенные Спруитом (1981) и Лопиным, Нагорным (2013), Лопиным и др. (2014), чтобы выяснить причины разночтений, тем самым определив более адекватный подход.

2 Вертикальная магнитная трубка в стратифицированной атмосфере

Магнитное поле внутри осесимметричной вертикальной трубки радиуса r зададим в виде: $\mathbf{B} = B_z(0,z)\mathbf{e}_z + B_r(r,z)\mathbf{e}_r$. Принимая $B_r(r,z) = \alpha r$, $\alpha = \mathrm{const}$, уравнение магнитных силовых линий запишется следующим образом:

$$\frac{dz}{dr} = \frac{B_z}{B_r} = \frac{B_z}{\alpha r},$$

откуда с учетом замкнутости магнитных силовых линий ($\nabla\mathbf{B} = 0$) имеем

$$B_r(r,z) = -\frac{r}{2B_z}\frac{dB_z(z)}{dz}\,. \tag{1}$$

Комбинируя записанные выше уравнения, получим условие сохранения продольного магнитного потока по сечению трубки: $B_z r^2 = \mathrm{const}$. Причем этот вывод не зависит от соотношения между значениями компонент B_z и B_r, т. е. он применим и для толстых магнитных трубок.

Изменение плотности плазмы с высотой внутри и снаружи (e) трубки зададим в виде: $\rho = \rho_0\exp(-z/H)$, $\rho_e = \rho_{0e}\exp(-z/H)$, где H – характерная шкала высот. Поскольку условие МГД-равновесия для изолированной трубки ($B_e = 0$) имеет вид:

$$p + \frac{B_z^2 + B_r^2}{8\pi} = p_e\,, \tag{2}$$

то с учетом (1):

$$B_z = B_0\exp(-z/(2H)),\ \ B_r(r,z) = \frac{r}{4H}B_0\exp(-z/(2H))\,. \tag{3}$$

3 Метод разложения в ряд по малому параметру

Для получения дисперсионного уравнения изгибных мод Лопин, Нагорный (2013) и Лопин и др. (2014) воспользовались методом разложения возмущенных величин в ряды Тейлора и Лорана соответственно внутри и снаружи магнитной трубки. В рамках этого приближения, используя стандартные обозначения, для внутренней области имеем

$$\begin{gathered} s_r(r,\varphi,z) = s_{r0}(\varphi,z) + s_{r2}(r,\varphi,z) + \ldots,\ \ s_\varphi(r,\varphi,z) = s_{\varphi 0}(\varphi,z) + s_{\varphi 2}(r,\varphi,z) + \ldots,\\ s_z(r,\varphi,z) = s_{z1}(r,\varphi,z) + s_{z3}(r,\varphi,z) + \ldots,\ \ b_r = b_{r0}(\varphi,z) + b_{r2}(r,\varphi,z) + \ldots,\\ b_z = b_{z1}(r,\varphi,z) + b_{z3}(r,\varphi,z) + \ldots,\ \ \delta P = \delta P_1(r,\varphi,z) + \delta P_3(r,\varphi,z) + \ldots, \end{gathered} \tag{4}$$

где возмущение полного давления $\delta P = \delta p + (\mathbf{bB})/4\pi$, тогда как снаружи трубки уравнение движения принимает вид (Лопин, Нагорный, 2013):

$$\rho_e\frac{\partial^2 s_{r0}}{\partial t^2} = \frac{p_{e0}}{r}. \tag{5}$$

Отметим, что в приближении тонкой магнитной трубки радиальная и азимутальная составляющие возмущенного магнитного поля имеют более высокий порядок малости по сравнению с продольной z-компонентой.

Используя (1)–(5) и систему линейных уравнений идеальной МГД, получаем волновое уравнение для изгибных поперечных мод (Лопин, Нагорный, 2013):

$$\frac{\partial^2 s_{r0}}{\partial z^2} - \frac{1}{2H}\frac{\partial s_{r0}}{\partial z} + \left(\frac{\omega^2}{c_k^2} + \frac{1}{16H^2}\right) s_{r0} = 0, \quad c_k = \frac{B_z}{\sqrt{4\pi(\rho+\rho_e)}}. \tag{6}$$

Решение уравнения (6), которое имеет вид: $s_{r0} \propto \exp(1/(4H)z \pm i\omega/c_k z)$, показывает, что бегущие изгибные волны могут свободно распространяться в стратифицированных магнитных трубках, что, как станет ясно из дальнейшего изложения, противоречит результатам Спруита (1981).

4 Приближение “упругой нити”

Спруит (1981) в ходе рассмотрения изгибных колебаний тонкой вертикальной магнитной трубки пренебрег зависимостью равновесных величин от r. В результате было получено волновое уравнение для вертикальной магнитной трубки в виде:

$$\frac{\partial^2 s_\perp}{\partial z^2} - \frac{1}{2H}\frac{\partial s_\perp}{\partial z} + \frac{\omega^2}{c_k^2} s_\perp = 0\,, \tag{7}$$

где $s_\perp$ – смещение, перпендикулярное оси трубки z. Решение уравнения (7) сводится к соотношению, $s_\perp \propto \exp(1/(4H)z \pm i\sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}/c_k z)$, из которого следует, что частота отсечки $\omega_c = c_k/(4H)$.

На наш взгляд, полученное противоречие объясняется тем, что выражение (7) следует из недостаточно обоснованного феноменологического уравнения движения “нити” в поперечном к оси трубки направлении

$$(\rho+\rho_e)\left(\frac{d\delta V}{dt}\right)_\perp = \delta F_\perp,$$

в котором правая часть $\delta F_\perp$ описывает действие только внутренних сил, тогда как левая – инерцию плазмы внутри и снаружи трубки.

Несколько иной точки зрения придерживаются Лопин и др. (2014), связавшие различие в результатах с радиальной компонентой магнитного поля трубки. Исходя из уравнения движения Спруита (1981) в криволинейных координатах

$$(\rho+\rho_e)\frac{\partial^2 s_\perp}{\partial t^2} = \frac{B^2 + B_e^2}{4\pi}\mathbf{c} + (\rho - \rho_e)(\mathbf{e}_l \times \mathbf{g}) \times \mathbf{e}_l, \tag{8}$$

с помощью уравнения индукции в декартовой системе

$$b_x = B_z \frac{\partial s_x}{\partial z} + \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{B_x}{x}\right) s_x\,, \tag{9}$$

где $b_r = b_x \cos\varphi$ и $s_r = s_x \cos\varphi$, Лопин и др. (2014) попытались свести уравнение (8) к уравнению (6). Используя (1) и (9), ими было получено следующее выражение для возмущенной компоненты единичного вектора

$$l'_x = \frac{b_x}{B_z} = \frac{\partial s_x}{\partial z} + \frac{1}{2B_z}\frac{\partial B_z}{\partial z} s_x\,, \tag{10}$$

в то время как у Спруита (1981)

$$l'_x = \frac{b_x}{B_z} = \frac{\partial s_x}{\partial z}. \tag{11}$$

Поскольку уравнение (8) Лопин и др. (2014) свели к волновому уравнению (7) после подстановки в него (10), то это предполагает, что используемый ими подход является более общим. Поэтому, полагая в силу (10) и (11)

$$\left|\frac{1}{s_{x0}}\frac{\partial s_{x0}}{\partial z}\right| \ll \left|\frac{1}{2B_z}\frac{\partial B_z}{\partial z}\right| = \frac{1}{4H}\,,$$

волновое уравнение (6) должно сводиться к соответствующему уравнению, полученному Спруитом (1981). Однако вместо него находим уравнение

$$\frac{\partial^2 s_{x0}}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c_k^2} + \frac{1}{16H^2}\right) s_{x0} = 0\,, \tag{12}$$

которое не совпадает с (7), если считать $s_{x0} = s_\perp$. Следовательно, полученное противоречие скорее связано с феноменологическим уравнением движения “нити”, а не с учетом радиальной компоненты магнитного поля, как считают Лопин и др. (2014).

5 Выводы

Мы рассмотрели два подхода, применяемых для описания изгибных колебаний вертикальных тонких магнитных трубок в стратифицированной атмосфере Солнца. Первый из них, предложенный Лопиным, Нагорным (2013) и Лопиным и др. (2014), базируется на разложении в ряд возмущенных величин, второй следует из модели “упругой нити”. Нами было показано, что подход Лопина, Нагорного (2013) и Лопина и др. (2014) более адекватен, а значит, вывод о свободном распространении изгибных мод в стратифицированных тонких магнитных трубках остается в силе. Вместе с тем расхождение с результатами Спруита (1981) мы связали не с радиальной компонентой магнитного поля трубки, а с использованием недостаточно обоснованного феноменологического уравнения движения “упругой нити”.

Таким образом, проведенный анализ позволяет заключить, что поскольку низкочастотные изгибные моды с периодами > 3 мин могут свободно распространяться в фотосфере Солнца, то они могут вносить весьма существенный вклад в нагрев и ускорение солнечного ветра.

Работа выполнена при частичной поддержке РНФ (№ 16-12-10448).

Литература

Лопин, Нагорный (Lopin I.P., Nagorny I.G.) // Astrophys. J. 2013. V. 774. P. 121.
Лопин и др. (Lopin I.P., Nagorny I.G., Nippolainen E.) // Solar Phys. 2014. V. 289. P. 3033.
Робертс, Вебб (Roberts B., Webb A.R.) // Solar Phys. 1978. V. 56. P. 5.
Спруит (Spruit H.C.) // Astron. Astrophys. 1981. V. 98. P. 155.
Стенфло (Stenflo J.O.) // Astron. Astrophys. 2011. V. 529. id. A42.
Цап и др. (Tsap Yu.T., Stepanov A.V., Kopylova Yu.G.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2017 (в печати).