

51. Sun M., Jones C., Forman W. et al. X-Ray Thermal Coronae of Galaxies in Hot Clusters: Ubiquity of Embedded Mini-Cooling Cores // *AJ.* – 2007. – Vol. 657. – P. 197–231. 52. Vikhlinin A., Forman W., Jones C. Outer Regions of the Cluster Gaseous Atmospheres // *ApJ.* – 1999. – Vol. 525. – P. 47–57. 53. Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W. et al. Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters: Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation // *ApJ.* – 2006. – Vol. 640. – P. 691–709. 54. Xue Y.-J., Bohringer H., Matsushita K. An XMM-Newton study of the RG180 galaxy group // *A&A.* – 2004. – Vol. 420. – P. 833–845. 55. Zhang Z., Xu H., Wang Y. et al. Probing the Mass Distributions in NGC 1407 and Its Associated Group with the X-Ray Imaging Spectroscopic and Optical Photometric and Line-Strength Indices Data // *AJ.* – 2007. – Vol. 656. – P. 805–817.

Надійшла до редколегії 06.06.11

УДК 523.942

Ю. Цап, д-р фіз.-мат. наук, Ю. Копылова, канд. фіз.-мат. наук

МИНУТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА SOT/Hinode

Рассмотрено происхождение квазипериодических пульсаций магнитного поля, лучевой скорости и интенсивности излучения с периодами 3–6 и 4–9 мин, обнаруженных соответственно в порах и на границе гранул с помощью космического телескопа SOT/Hinode. Проведен анализ фазовых зависимостей между возмущенными величинами в случае возбуждения медленных магнитозвуковых (ММЗ) мод. Показано, что наблюдаемые особенности пульсаций обусловлены генерацией резонансных ММЗ-мод в тонких магнитных трубках.

The origin of quasi-periodical pulsations of the magnetic field, the line of sight velocity, and the intensity with periods of 3–6 and 4–9 min, revealed in pores and intergranular magnetic elements, respectively, with the SOT/Hinode space telescope is considered. The phase relations between disturbed variables in the case of the excitation of slow magnetoacoustic (SMA) waves have been analyzed. It has been shown that observed peculiarities of pulsations are caused by the generation of the resonance SMA waves in thin magnetic flux tubes.

Введение. В настоящее время не вызывает сомнений необходимость проведения детальных исследований магнитогидродинамических (МГД) волн в атмосфере Солнца. Это позволяет не только диагностировать плазму и магнитные поля звезд, но и лучше понять природу наиболее загадочных явлений звездных атмосфер, таких как нагрев корон и ускорение звездных ветров [1, 5]. Несмотря на то, что солнечной сейсмологии посвящено большое количество работ, до сих пор многие вопросы остаются до конца не выясненными.

С запуском в 2006 г. японского спутника Hinode стало возможным комплексное изучение осцилляций магнитных образований фотосферы Солнца с высоким пространственным (0.16") разрешением [4]. Наблюдения с помощью спектрополяриметра SP (spectro-polarimeter) телескопа SOT/Hinode (Solar Optical Telescope) в линиях железа Fe I λ 6301.5, 6302.5 Å, формируемых на уровне нижней фотосферы, позволили одновременно измерять флуктуации интенсивности, скорости и магнитного поля (амплитудой до 1–5 Гс) с временным разрешением ~ 100 с.

Сравнительно недавно в результате наблюдений 14 участков солнечной поверхности с повышенной концентрацией магнитного поля на космическом телескопе SOT/Hinode Фуджимуре и Цунете [4] удалось обнаружить колебания лучевой скорости, интенсивности и продольного магнитного поля в порах и межгранульных магнитных элементах с периодами $T_p = 3$ –6 и 4–9 мин соответственно. Относительные изменения интенсивности $\delta I/I$ и магнитного поля $\delta B/B$ не превышали 1 %, тогда как амплитуды возмущенной скорости δV лежали в пределах 0.03–0.12 км/с. Было также установлено, что разность фаз между возмущениями интенсивности ϕ_I и магнитного поля ϕ_B равна π радиан, тогда как между фазами ϕ_B и лучевой скорости ϕ_V она составила $-\pi/2$. Это исключало связь между магнитными осцилляциями и изменениями оптической толщины, а также возможность распространения бегущих волн в источнике.

По мнению Фуджимуры и Цунеты [4], наблюдаемые пульсации могли быть вызваны либо медленными, либо поперечными (изгибными) стоячими МГД-модами, возбуждаемыми в магнитных трубках. Формирование этих колебаний они объясняли сильным отражением волн в переходной области между хромосферой и короной Солнца. Однако такой подход нельзя считать обоснованным по следующим причинам.

Во-первых, амплитуды медленных магнитозвуковых (ММЗ) волн над магнитным балдахином в хромосфере Солнца должны с высотой сильно возрастать из-за стратификации атмосферы, тем самым обуславливая быструю диссипацию этих мод. Во-вторых, модель Фуджимуры и Цунеты [4] предполагает образование узлов и пучностей стоячих волн разных частот на одних и тех же высотах, что представляется маловероятным. К тому же, авторы сочли возможным пренебречь влиянием силы тяжести на дисперсионные и фазовые соотношения возмущаемых в трубках солнечной фотосферы собственных мод.

Цель представленной работы — попытаться объяснить результаты наблюдений, полученные на SOT/Hinode, исходя из более адекватных представлений.

Фазовые соотношения ММЗ-мод тонких вертикальных магнитных трубок. Считая ось **Z** направленной от поверхности Солнца, в стандартных обозначениях линеаризованные МГД-уравнения движения плазмы, равновесия, непрерывности, сохранения магнитного потока и энергии в приближении тонкой трубки можно представить в виде [2]

$$\rho \frac{\partial \delta V}{\partial t} = -\frac{\partial \delta p}{\partial z} - \delta \rho g, \tag{1}$$

$$\frac{B \delta B}{4\pi} + \delta p = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} + \delta V \frac{\partial p}{\partial z} - c_s^2 \left(\frac{\partial \delta p}{\partial t} + \delta V \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 0, \tag{3}$$

$$B \frac{\partial \delta p}{\partial t} - \rho \frac{\partial \delta B}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial z} (\rho \delta V) - \rho \delta V \frac{\partial B}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

где S — сечение магнитной трубки, $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$ — скорость звука и $g = 2.74 \times 10^4$ см/с² — ускорение свободного падения.

Для изотермической атмосферы ($T = \text{const}$) с учетом (2) и уравнения состояния, $p = \rho / M k_B T$, имеем:

$$\rho = \rho_0 e^{-z/H}, \quad \rho = \rho_0 e^{-z/H}, \quad B = B_0 e^{-z/2H}, \quad c_s, V_A = \text{const}, \quad (5)$$

где H — характерная шкала высот. Тогда, считая здесь и в дальнейшем возмущения $\delta f \propto \exp(-i\omega t)$, из (3) и (5) получим

$$\delta p = \frac{\delta p}{c_s^2} + \frac{\gamma - 1}{i\omega H \gamma} \rho \delta V. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (1), находим

$$i\omega \left(1 - \frac{g(\gamma - 1)}{\omega^2 H \gamma} \right) \rho \delta V + \frac{\partial \delta p}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2} \delta p = 0. \quad (7)$$

Используя (4)–(7), а также учитывая, что $c_s^2 = \gamma g H$, после простых преобразований нетрудно вывести волновое уравнение для ММЗ-мод, впервые полученное Дефо [2]

$$\frac{\partial^2 \delta p}{\partial z^2} + \frac{3}{2H} \frac{\partial \delta p}{\partial z} + \left[\frac{\omega^2}{c_T^2} + \frac{1}{\gamma H^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{c_s^2}{V_A^2} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \right] \delta p = 0, \quad (8)$$

где квадрат трубочной скорости

$$c_T^2 = c_s^2 V_A^2 / (c_s^2 + V_A^2).$$

Решение линейного однородного дифференциального уравнения (8) запишем следующим образом

$$\delta p = \delta p_0 e^{-3z/2H} e^{i\omega t - i\sqrt{\omega^2 - \omega_s^2} z / c_T}, \quad \omega_s^2 = \frac{c_T^2}{H^2} \left(\frac{9}{16} - \frac{1}{2\gamma} + \frac{c_s^2}{V_A^2} \frac{\gamma - 1}{\gamma^2} \right). \quad (9)$$

Напомним, что волны с частотой $\omega > \omega_s$ называют бегущими, а с $\omega \leq \omega_s$ — нераспространяющимися (у этих колебаний, в отличие от стоячих волн, нет пучностей и узлов). Исключая в (9) шкалу высот H , нетрудно определить критический период $T_s = 2\pi / \omega_s$, при котором происходит переход от одних мод к другим

$$T_s = \frac{2\pi c_s}{\gamma g} \sqrt{\frac{2 + \beta\gamma}{2\alpha}}, \quad \alpha = \frac{9}{16} - \frac{1}{2\gamma} + \frac{c_s^2}{V_A^2} \frac{\gamma - 1}{\gamma^2}. \quad (10)$$

где $\beta = 8\pi\rho / B^2 = 2c_s^2 / (\gamma V_A^2)$ — плазменный параметр бета.

Если положить в магнитных трубках фотосферы Солнца скорость звука $c_s = (7 - 10) \times 10^5$ см/с, плазменный параметр бета $\beta \ll 1$, то из (10) получим $T_s = 180 - 270$ с. Это свидетельствует о важной роли силы тяжести даже для минутных ММЗ-возмущений.

Теперь рассмотрим фазовые соотношения. Как следует из (2) и (7), для возмущенного магнитного поля, а также скорости имеем

$$\delta B = -\frac{4\pi}{B} \delta p, \quad (11)$$

$$\delta V = \frac{i\omega}{\rho(\omega^2 - N^2)} \left(\frac{\partial \delta p}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2} \delta p \right), \quad (12)$$

где квадрат частоты Брента–Вяйсяля $N^2 = (\gamma - 1)g^2 / c_s^2$.

Заметим, для оптически толстого источника можно принять интенсивность $I \propto T^4$. Тогда, поскольку, в силу условия адиабатичности, $T \propto \rho^{\gamma-1}$, из (11) нетрудно заключить, что изменения возмущений интенсивности δI и магнитного поля δB должны быть сдвинуты по фазе на π радиан. Этот вывод хорошо согласуется с результатами наблюдений, полученными на SOT/Hinode [4].

С учетом (9) уравнение (12) можно записать в виде

$$\delta V = \frac{i\omega}{\rho(\omega^2 - N^2)} \left(\frac{2 - 3\gamma}{2\gamma H} - \frac{i\sqrt{\omega^2 - \omega_s^2}}{c_T} \right) \delta \rho \quad (13)$$

В случае возбуждения колебаний с $\omega \rightarrow \omega_s$, второй член правой части уравнения (13) можно принять равным нулю. Откуда следует, что с учетом (11), выражение в круглых скобках является действительным и имеет отрицательный знак. С другой стороны, согласно решению (9), разность квадратов частот

$$\omega_s^2 - N^2 = \frac{g^2}{2c_s^2(1 + \gamma/2\beta)} \left(\frac{9\gamma^2}{8} + 2 - 3\gamma \right), \quad (14)$$

а значит, несмотря на то, что $\omega_s / N \approx 1$, величина $\omega_s^2 - N^2 > 0$.

Таким образом, как видно из (11) и (13), при возбуждении колебаний на частоте $\omega \approx \omega_s$ (их иногда называют резонансными) возмущения магнитного поля $\delta B \propto \exp(i\omega t + \pi)$ и скорости $\delta V \propto \exp(i\omega t + 3\pi/2)$. Откуда разность фаз $\phi_B - \phi_V = -\pi/2$, что согласуется с данными наблюдений на SOT/Hinode. Между тем для нераспространяющихся колебаний с частотой $\omega < N$, значение $\omega_s^2 - N^2 < 0$, т.е. $\phi_B - \phi_V = \pi/2$. В случае же бегущих мод ($\omega > \omega_s$) фазовые соотношения между возмущенными величинами будут иметь довольно сложный характер.

Принимая во внимание сделанные нами оценки критического периода ($T_s = 3 - 4$ мин), а также полученные выше фазовые зависимости, можно предположить, что в обнаруженных Фуджимурой и Цунетой [4] квазипериодических пульсациях доминировали резонансные ММЗ-колебания с частотой $\omega \approx \omega_s$.

В заключение этого раздела отметим, что для поперечных мод критический период $T_k \approx 2T_s$ [7], и для принятых в предыдущем разделе параметров это соответствует $T_k = 8 - 9$ мин. Вместе с тем наблюдаемые на SOT/Hinode периоды лежат в пределах 3–9 мин, т.е. возбуждение нераспространяющихся поперечных волн с $T_p < 9$ мин выглядит проблематичным. Следовательно, эти моды едва ли могут быть ответственны за обнаруженные фотосферные осцилляции (особенно в порах), что несколько противоречит выводам Фуджимуры и Цунеты [4].

Возбуждение ММЗ-мод. Проблема генерации ММЗ-мод в магнитных трубках рассматривалась многими авторами (см., например, [3, 6]). Один из наиболее интересных результатов этих исследований состоит в том, что под действием некоторого гармонического источника в магнитных трубках возбуждаются как вынужденные волны, частота которых определяется источником возбуждения, так и затухающие свободные колебания с частотой ω_s (явление волнового следа). Но, когда частота источника возмущений $\omega = \omega_s$, то на частоте ω_s возбуждаются только вынужденные незатухающие колебания. Поскольку в этом случае они не сопровождаются волновым следом [3], то их генерация в фотосфере должна происходить наиболее эффективно. Это предполагает, что резонансные ММЗ-колебания магнитных трубок будут обладать наибольшими амплитудами.

Выводы. Сформулируем основные результаты работы:

1. Пренебрежение силой тяжести в фотосфере Солнца при рассмотрении МГД-осцилляций магнитных трубок с периодами $T_p > 1$ мин может приводить к некорректным выводам.
2. Наблюдаемые на SOT/Hinode фазовые закономерности между возмущенными величинами пульсаций в порах и межгранульных магнитных элементах вызваны возбуждением резонансных ММЗ-колебаний.
3. В магнитных трубках солнечной фотосферы ММЗ-колебания с $T_p = 1 - 10$ мин генерируются наиболее эффективно.

1. Cranmer S.R. Coronal holes and the high-speed solar wind // Space Sci. Rev.– 2002. – V.101, N 3.– P.229–294. 2. Defouw R.J. Wave propagation along a magnetic tube // Astrophys. J. – 1976.– V.209, N 1. – P.266–269. 3. Erdelyi R., Hargreaves J. Wave propagation in steady stratified one-dimensional cylindrical waveguides // Astron. Astrophys.– 2008. – V.483, N 1.–P.285–295. 4. Fujimura D., Tsuneta S. Properties of magnetohydrodynamic waves in the solar photosphere obtained with Hinode // Astrophys.J. – 2009. – V.702, N 2. – P.1443–1457. 5. Klimchuk J.A. On Solving the coronal heating problem // Solar Phys. – 2006. – V.234, N 1. – P.41–77. 6. Musielak Z.E., Ulmschneider P. Atmospheric oscillations in solar magnetic flux tubes. I. Excitation by longitudinal tube waves and random pulses // Astron. Astrophys.–2003.– V.400, N 2 1057–1064. 7. Spruit H.C. Motion of magnetic flux tubes in the solar convection zone and chromosphere // Astron. Astrophys.–1981. – V.98, N 1. – P.155–160.