

# ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ КОЛЕБАНИЙ ТИПА МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ И АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

С.В. Алексеенко, Г.И. Дудникова, В.А. Романов, Д.В. Романов, К.В. Романов, И.В. Семенов

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе исследуется переход линейных колебаний магнитной трубки в нелинейные при росте амплитуды скорости для медленной моды колебаний. Показано, что при незначительном увеличении амплитуды скорости продольных колебаний в зоне проникающей конвекции магнитная трубка теряет устойчивость и с высокими скоростями выбрасывается в солнечную атмосферу.

Расчетным путем определены критические значения напряженности магнитного поля в зависимости от глубины зоны проникающей конвекции и скорости продольных колебаний, разделяющие режимы выноса магнитной трубки в солнечную атмосферу от режимов колебаний магнитной трубки в пределах конвективной зоны.

Определен физический механизм глобальных осцилляций Солнца с периодами более 100 часов. Выделены тенденции временной эволюции спектра глобальных осцилляций в данном диапазоне на различных фазах цикла солнечной активности.

Проведены предварительные расчеты по динамике зарождения корональных дыр в солнечной атмосфере. Определены основные закономерности эволюции глобальной структуры распределения корональных дыр в солнечной атмосфере в зависимости от фазы цикла солнечной активности.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Колебания тонкой магнитной трубки в немагнитной плазме в приближении идеальной одножидкостной МГД описываются следующей системой дифференциальных уравнений [2, 1]:

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = \vec{v}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{\vec{\ell}(\vec{\ell}, \vec{r})}{\rho_i} + \frac{\vec{f} - \vec{\ell}(\vec{\ell}, \vec{r})}{\rho_i + \rho_e}, \quad (2)$$

$$\vec{f} = \frac{H\sigma\rho_i}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial s} (H\vec{\ell}) + (\rho_i - \rho_e(\vec{r})) \cdot \vec{g}(\vec{r}), \quad (3)$$

$$H\sigma = \text{const}, \quad (4)$$

$$\frac{p_i}{\rho_i^\gamma} = \text{const}, \quad (5)$$

$$p_i + \frac{H^2}{8\pi} = p_e(\vec{r}), \quad (6)$$

$$\vec{\ell} = \sigma\rho_i \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial s}, \quad (\vec{\ell}, \vec{\ell}) = 1, \quad (7)$$

где  $s = \rho\sigma\phi$  лагранжева массовая переменная. Форма тонкой магнитной трубки задается однопараметрической кривой  $\vec{r}(s)$  (рис. 1). В уравнении движения (2) выделены продольная и поперечная составляющие вектора  $\vec{\ell}$  (единичный вектор, направленный вдоль магнитной трубки) компоненты ускорения. Для поперечной компоненты движения взаимодействие с внешней средой и соответствующие граничные условия на поверхности трубки учитываются как коэффициент присоединенной массы. Движение магнитной трубки исследуется в адиабатическом приближении (5). Для достаточно малых скоростей движения выполняется условие баланса давлений газа внутри и снаружи магнитной трубки (6).

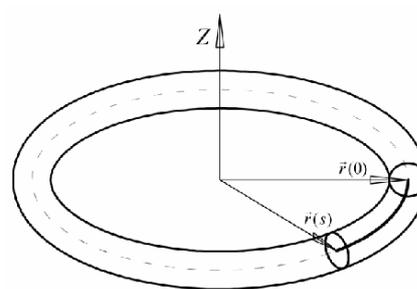


Рис. 1

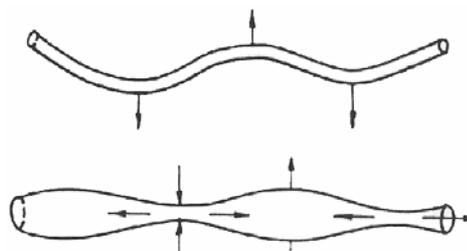


Рис. 2

Необходимые для замыкания системы уравнений (1-7) зависимости  $p_e(\vec{r})$ ,  $\rho_e(\vec{r})$ ,  $\bar{g}(\vec{r})$  определяются выбранной моделью внутреннего строения Солнца и структурой стационарной солнечной атмосферы [4, 5, 6].

Для обезразмеривания системы уравнений (1-7) удобно выбрать физические параметры, соответствующие уровню фотосферы Солнца:

$r_0 = 10^9$ см	$\rho_0 = 10^{-6}$ г/см <sup>3</sup>
$p_0 = 10^5$ дин/см <sup>2</sup>	$T_0 = 10^4$ К
$W_0 = p_0 \cdot v_0 = 10^{21/2}$ эрг/см <sup>2</sup> /с	
$t_0 = r_0 / v_0 = 10^{7/2}$ с	
$v_0 = \sqrt{p_0 / \rho_0} = 10^{11/2}$ см/с	
$\varepsilon_0 = p_0 / \rho_0 = 10^{11}$ эрг/г	

Решение ищем в виде стоячей волны.

$$\delta r = \cos(ks) \sin(\omega t), \quad (8)$$

$$\delta x = A_x \delta r_s^1 = -k A_x \sin(ks) \sin(\omega t). \quad (9)$$

Решение системы уравнений (1-7) сводится к биквадратному уравнению для  $(\omega^2 < 0)$ , имеющему два корня. Эти корни отвечают изгибным и медленным волнам (рис.2), связанным между собой силами гравитации: к возвращающей силе натяжения магнитного поля добавилась выталкивающая сила Архимеда. Расчётным путём установлено, что ниже фотосферного уровня по данным модели внутреннего строения Солнца из работы [4] дискриминант биквадратного уравнения всегда положителен, следовательно, исключается случай комплексных  $\omega_{1,2}^2$ . Это означает, что любая из волн или устойчива и колеблется без затухания ( $\omega^2 \geq 0$ ), либо неустойчива ( $\omega^2 < 0$ ). Режимы с релаксационным затуханием отсутствуют. Этот результат является принципиальным для всех физических процессов активного Солнца: они протекают либо в стабильном режиме, либо носят взрывообразный характер [7].

#### ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДА ЛИНЕЙНЫХ РЕЖИМОВ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ В НЕЛИНЕЙНЫЕ ДЛЯ МЕДЛЕННЫХ ВОЛН

На рис.3 представлены результаты расчёта линейного режима колебаний магнитной трубки для медленной волны со следующими начальными условиями: трубка в начальный

момент времени (рис. 1) расположена на глубине 216616 км ниже фотосферного уровня в зоне лучистого переноса. Напряжённость магнитного поля равна  $5 \cdot 10^5$  Гс. Исследуется 5-я мода колебаний медленной волны ( $m=5$ ). Амплитуда скорости колебаний равна  $v_0 = 1$  м/с. Для сравнения: местная скорость звука  $C_s = 234,382$  км/с [4]. Исследуется режим глубоко дозвуковых колебаний.

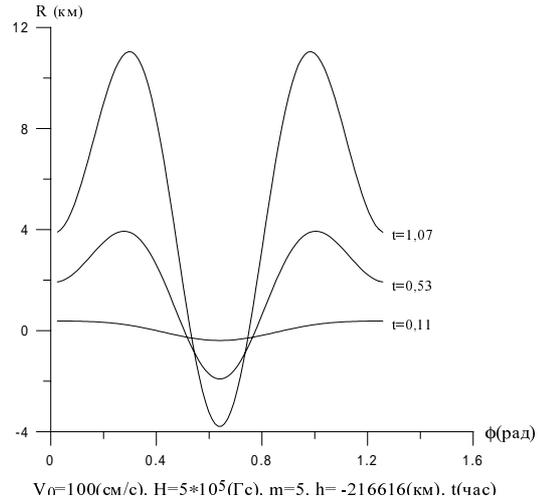


Рис.3

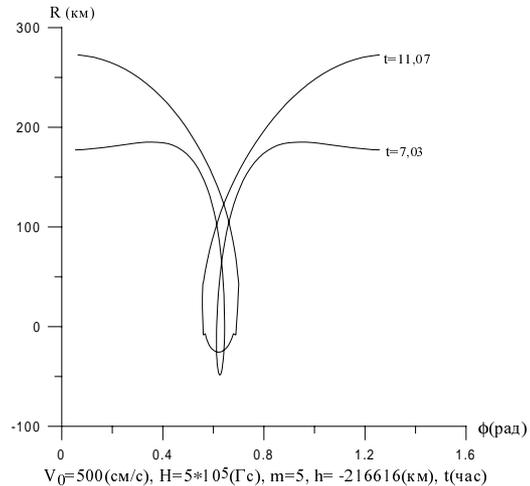


Рис.4

По данным внутреннего строения Солнца из работы [4] для расчётного режима  $k = 0,145 \cdot 10^{-7}$ ,  $A_x = -0,137257 \cdot 10^{12}$ . Период колебаний  $T=58,8$  часа. Результаты расчёта (рис.3) с высокой точностью совпадают с аналитическим решением (8, 9) для линейных колебаний.

## ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ КОЛЕБАНИЙ ТИПА МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ И АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Если амплитуду радиальных колебаний незначительно увеличить ( $v_0 = 5$  м/с на рис.4), то характер колебаний качественно меняется. И хотя, по-прежнему, колебания проходят в глубоко дозвуковом режиме, решающим является следующее обстоятельство. Из формул (8, 9) следует, что амплитуда радиальных колебаний трубки и амплитуда колебаний вещества вдоль магнитной трубки отличаются множителем  $-k \cdot A_x$ . В рассматриваемом режиме ( $|k \cdot A_x| = 1,99 \cdot 10^3$ ) эти амплитуды различаются на три порядка.

Это главная особенность реализации медленных волн на Солнце. При малых радиальных амплитудах колебаний (порядка м/с) реализуются потоки газа внутри магнитной трубки с высокими скоростями (порядка км/с). Продольные колебания газа быстро становятся доминирующими. В центральной части образуется перехлест магнитной трубки, который с ростом радиальной компоненты скорости нелинейно растёт с образованием двух корональных транзиентов в пределах одной гармонике колебаний (рис.5).

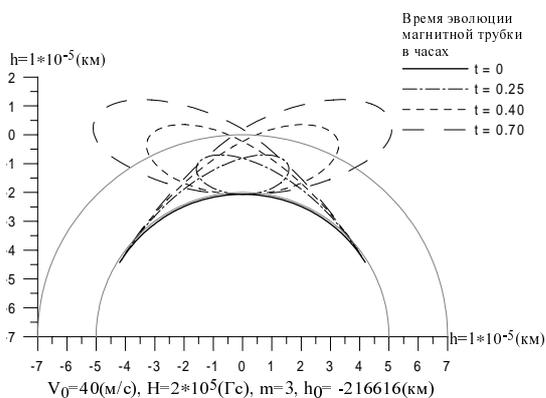


Рис. 5а

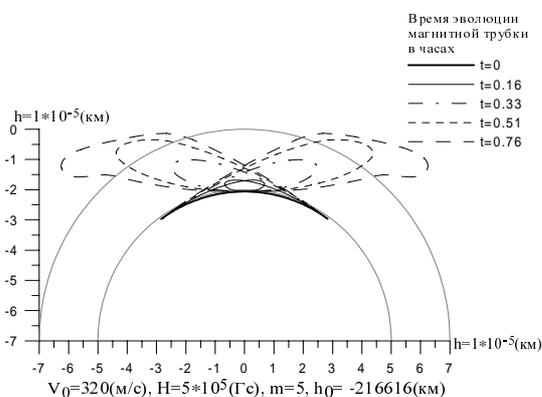


Рис.5b

С ростом напряжённости магнитного поля (рис.5 (а, b)) для формирования корональных транзиентов скорость радиального возмущения требуется существенно увеличить. С ростом волнового числа  $m$  корональные выбросы также возможны (рис.5b), но уже при существенно более высоких значениях радиальной скорости колебаний магнитной трубки.

Таким образом эффект формирования корональных выбросов (корональных транзиентов) определяется разницей амплитуд радиальной и продольной скоростей газа магнитной трубки через множитель  $k \cdot A_x$  по формулам (8, 9). Исследуем эту величину на различных глубинах зоны лучистого переноса по данным модели внутреннего строения Солнца из работы [4].

Из результатов расчёта следует характерный диапазон изменения параметра  $A_x$ :

$$10^{10} < |A_x| < 10^{13} \div 10^{14}. \quad (10)$$

С ростом волнового числа  $m$  значение  $A_x$  резко уменьшается. При приближении к верхней границе зоны лучистого переноса (к нижней границе конвективной зоны) значение  $A_x$  также резко спадает.

Волновой вектор меняется в диапазоне  $10^{-8} \leq k \leq 10^{-6}$ , и при приближении к верхней границе зоны лучистого переноса его значения растут, хотя и не очень резко.

Для распределения результирующего множителя  $k \cdot A_x$  определяющим является изменение параметра  $A_x$ . На рис.6 представлены распределения множителя  $k \cdot A_x$  в зависимости от глубины зоны лучистого переноса для различных волновых чисел  $m$ . Характерный масштаб изменения данного параметра  $10^2 \leq k \cdot A_x \leq 10^5$ .

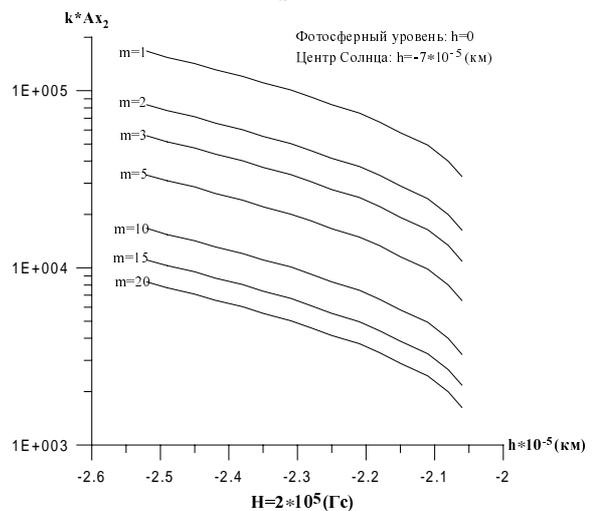


Рис.6

При приближении к верхней границе зоны лучистого переноса значения множителя  $k \cdot A_x$  падают. Особенно ярко это выражено для длинноволновых мод колебаний. Для высших гармоник данный эффект практически отсутствует. С ростом волнового числа  $m$  значения множителя  $k \cdot A_x$  резко падают.

Для анализа образования супергрануляции на фотосферном уровне [10] необходимо исследовать режим подъема магнитной трубки к фотосферному уровню без выхода в солнечную атмосферу. На рис.7 приведён конкретный режим такого подъёма.

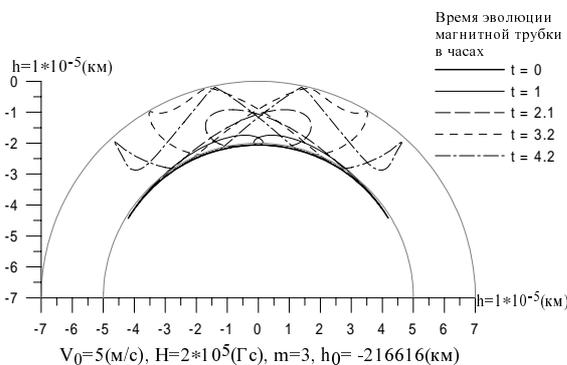


Рис.7

Возникает своеобразный эффект отражения от фотосферного уровня и расширения магнитной структуры внутри конвективной оболочки Солнца. Отразившись от фотосферного уровня, магнитная трубка падает на дно конвективной зоны, способствуя возникновению динамических конвективных течений с пространственными масштабами порядка размера реализуемых магнитных структур.

С ростом напряжённости магнитного поля в трубке величины радиальной скорости, обеспечивающей выброс к фотосферному уровню, растут. На рис.8 (a,b) представлены сводные результаты расчёта критических значений напряжённости магнитного поля в зависимости от глубины ниже фотосферного уровня и радиальной скорости возмущения для гармоники  $m=3$  (рис.8a) и  $m=5$  (рис.8b). Для напряжённостей поля ниже критического уровня происходит вынос магнитной трубки в солнечную атмосферу. Трубка с напряжённостью поля ниже критического уровня не покидает пределов конвективной зоны и участвует в формировании супергрануляционных течений.

Тем не менее, общая тенденция увеличения  $H_{кр}(v_0, h)$  с уменьшением волнового числа  $m$  на данных распределения уверенно

прослеживается. Для младших гармоник ( $m=1,2$ ) эта тенденция выражена особенно ярко. Вынос магнитной трубки для случая колебаний медленной волны с малыми волновыми числами реализуется наиболее легко.

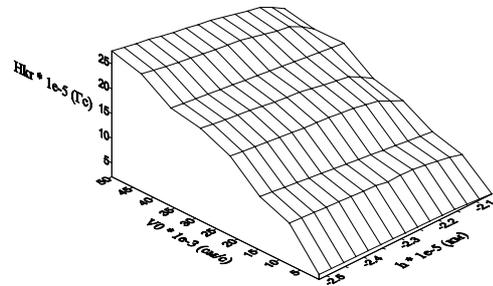


Рис.8a

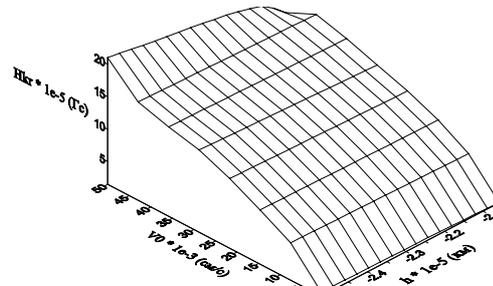


Рис.8b

С уменьшением  $H_{кр}(v_0, h)$  критическая скорость радиальных колебаний также резко падает. Магнитные трубки с малыми значениями напряжённости поля неустойчивы при всех значениях волнового числа  $m$  и все выносятся в солнечную атмосферу.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем результаты проведенного исследования. В работе детально исследовано развитие неустойчивости медленной волны для верхних слоев зоны лучистого переноса в диапазоне глубин  $2 \cdot 10^5 \div 2,5 \cdot 10^5$  км.

Главный результат настоящей работы приведен на рис.6 и рис.8. Величина множителя  $k \cdot A_x$ , определяющего отношение скоростей поперечных и продольных колебаний газа в магнитной трубке, резко падает с ростом волнового числа  $m$ . Гармоники с большой длиной волны существенно менее устойчивы, чем высокочастотные гармоники колебаний типа медленной волны.

Рис.8 является фактически следствием результатов, представленных на рис.6: критические значения скорости продольных ко-

## ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ КОЛЕБАНИЙ ТИПА МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ И АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

лебаний, разделяющие режимы прямого выноса магнитной трубки в солнечную атмосферу и режимы колебаний магнитной трубки внутри конвективной зоны, зависят только от напряженности магнитного поля и фактически не зависят от глубины зоны лучистого переноса (зоны солнечного Динамо [11]). Увеличение глубины выноса магнитной трубки к фотосферному уровню компенсируется ростом множителя  $k \cdot A_x$  с ростом глубины зоны Динамо.

Полученные результаты позволяют понять основные закономерности реализации корональных дыр и развития супергрануляции на фотосферном уровне в течении цикла солнечной активности [7]. На больших глубинах неустойчивы только младшие гармоники ( $m=1, 2$ ). Как следствие реализуется вынос к фотосферному уровню и в солнечную атмосферу крупномасштабных арочных структур (рис. 6). При дальнейшем подъеме всплывающих магнитных полей к верхнему краю зоны Динамо становятся неустойчивыми старшие гармоники. Главный фактор их неустойчивости — падение критических значений напряженности магнитного поля с уменьшением глубины зоны Динамо (рис.8). На верхнем краю зоны Динамо неустойчивы все гармоники. И все гармоники принимают участие в формировании структуры корональных дыр, супергрануляции и структуры фоновых магнитных полей на фотосферном уровне [10, 11, 12, 13].

В настоящей работе определен физический механизм зарождения корональных дыр в солнечной атмосфере. Данное явление обусловлено развитием неустойчивости колебаний магнитной трубки типа медленной волны и тем обстоятельством, что эта неустойчивость развивается при очень низких значениях скорости продольных колебаний магнитной трубки (рис.8), которые заведомо реализуются в зоне Динамо [11]. Результаты расчетов позволяют определить характерные значения скоростей поднимающегося газа в корональных дырах (рис.6) на фотосферном уровне. напряженности магнитного поля, значения температуры и других термодинамиче-

ских параметров газа. Эти результаты допускают прямое сопоставление с наблюдательными данными, что позволяет обосновать корректность предложенного механизма зарождения корональных дыр.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V. Magnetic field instabilities in the Solar convective zone //Russian Journal of Engineering Thermophys, 2000. V.10. №4.- P.243-262.
2. Spruit H.C., Zweibel E.G. Convective instability of thin flux tubes //Solar Phys., 1979. V.62. -P.15-22.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. -736 с.
4. Cristensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V., Andersen E.R., etc. The current state of Solar modeling. Science, 1996. V.272. -P.1286.
5. Vernazza J.E., Noyes R.W. Inhomogeneous Structure of the Solar Chromosphere from Lyman-Continuum Data// Solar Phys., 1972. V.21. -P.358-374.
6. Vernazza J.E., Avertt E.H., Loeser R. Structure of the Solar chromosphere. Basic computation and summary of the results//Astrophys. J., 1973. V.184. -P.605-631.
7. Северный А.Б. Некоторые проблемы физики Солнца. М.: Наука, 1988: -220с.
8. Романов Д.В. Математическое моделирование влияния многомерности на эволюцию магнитных полей и структуру аномального прогрева солнечной атмосферы //Кандидатская диссертация. Красноярск. 2003. -128с.
9. Романов К.В. Математическое моделирование физических процессов аномального прогрева солнечной атмосферы //Кандидатская диссертация. Новосибирск. 2003. -145с.
10. Зирин Г. Солнечная атмосфера //М.: Мир. 1969.-504с..
11. Романов В.А., Романов К.В.. Структурный анализ зоны действия Динамо //Астрон. журн., 1993. Т.70. -С.880-887.
12. Gilman R.A. Fluid dynamics and MHD of the Solar convection zone tachocline. Current understanding and unsolved problems (invited review) //Solar Phys 2000. V.192. -P.27-48.
13. Mason H.E., Young P.R., Pike C.D., Harrison R.A., Fludra A., Bromage B.J.I., del Zanna G. Application of Spectroscopic Diagnostics to Early Observations with the SOHO Coronal Diagnostic Spectrometer //Solar Phys., 1997. V.170. -P.143-162.