

ГЕНЕРАЦИЯ УДАРНЫХ МГД-ВОЛН В ВЕРХНИХ СЛОЯХ СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЫ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ, ВСПЛЫВАЮЩИМИ ИЗ ПОДФОТОСФЕРНОГО УРОВНЯ

¹К.В. Романов, ¹Д.В. Романов, ²М.В. Еселевич

¹Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, Красноярск, Россия

²Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
k-v-romanov@ya.ru

GENERATION OF MHD SHOCK WAVES IN THE UPPER LAYERS OF THE SOLAR CHROMOSPHERE BY MAGNETIC FIELDS EMERGING FROM THE SUBPHOTOSPHERIC LEVEL

¹K.V. Romanov, ¹D.V. Romanov, ²M.V. Eselevich

¹Krasnoyarsk State Pedagogical University, Krasnoyarsk, Russia

²Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

Аннотация. В работе исследуется генерация потока ударных МГД-волн в нижних слоях короны Солнца всплывающими магнитными полями при развитии неустойчивости Паркера в высокочастотном диапазоне ($m \geq 20$). Диссипация энергии ударных МГД-волн обеспечивает аномальный прогрев короны Солнца в эпоху максимума активности цикла.

Abstract. Investigated the generation of MHD-shock waves stream in the solar corona lower layers by rises magnetic fields during the development of Parker instability in the high-frequency range ($m \geq 20$). The energy dissipation of MHD shock waves provides an anomalous warming up of the solar corona in the maximum of the activity cycle.

Введение

Физический анализ формирования профиля температуры с высотой в аномально прогретой солнечной атмосфере является задачей, не изученной детально вплоть до настоящего времени [Прист, 2001]. Аномальный прогрев солнечной атмосферы разделяется на два этапа (рис. 1).

Первый скачок температуры реализуется в верхних слоях хромосферы Солнца (до значений порядка 10^5 К). Этот подъем температуры обусловлен диссипацией энергии потока газодинамических ударных волн, генерируемых вблизи фотосферного уровня [Романов, 2001]. Разогрев верхних слоёв хромосферы газодинамическими ударными волнами обеспечивает подъем температуры до 10^5 К. Значения плотности газа на этих высотах исчезающе малы по сравнению со значениями на фотосферном уровне, что обеспечивает высокую электрическую проводимость плазмы. Дальнейший разогрев солнечной атмосферы должен обеспечиваться диссипацией энергии магнитогазодинамических ударных волн, распространяющихся в высокопроводящей плазме солнечной атмосферы с «вмороженным» магнитным полем. Диссипация энергии ударных МГД-волн обеспечивает второй подъем температуры до 10^6 К в нижних слоях короны Солнца (рис. 1).

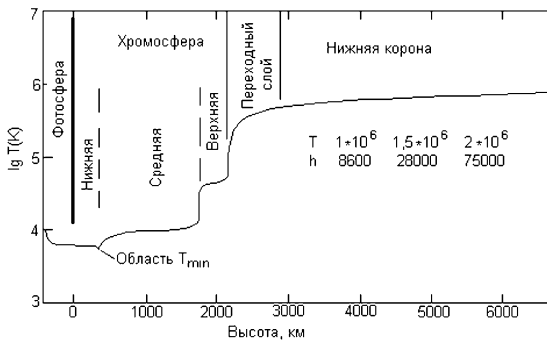


Рис. 1. Распределение температуры по высоте в солнечной атмосфере

Вплоть до настоящего времени не изучен вопрос о механизме генерации ударных МГД-волн на этих высотах.

В настоящей работе исследуется механизм генерации ударных МГД-волн всплывающими магнитными полями из подфотосферного уровня Солнца. Показано, что данный механизм способен обеспечить нелинейный рост мощности разогрева короны Солнца в эпоху максимума цикла солнечной активности [Еселевич, 2013].

Математическая постановка задачи

Полная система уравнений движения тонкой магнитной трубки в массовых лагранжевых переменных [Романов, 2008]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= \frac{\vec{\ell}(\vec{\ell}, \vec{f})}{\rho_i} + \frac{\vec{f} - \vec{\ell}(\vec{\ell}, \vec{f})}{\rho_i + \rho_e} \\ \vec{f} &= \frac{H\sigma\rho_i}{4\pi} \frac{\partial(H\vec{\ell})}{\partial s} + (\rho_i - \rho_e)\vec{g} \\ \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} &= \vec{v} \\ H\sigma &= const \\ \rho_i^\gamma \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho_i}{\rho_i^\gamma} \right) &= -\text{div} \vec{W} \\ \vec{W} &= -k \nabla T \\ \rho_i + \frac{H^2}{8\pi} &= \rho_e \\ \rho_i &= \frac{R}{\mu} \rho_i T_i \\ \vec{\ell} &= \sigma \rho_i \frac{\partial \vec{r}}{\partial s}, \quad (\vec{\ell}, \vec{\ell}) = 1 \end{aligned} \right.$$

состоит из трех уравнений движения, условия сохранения потока магнитного поля, уравнения энергии, баланса давлений на поверхности трубки и уравне-

ния неразрывности. В уравнении энергии учитывается теплоперенос тепловой энергии вдоль трубки. Необходимые для замыкания системы зависимости $p_e(\vec{r})$, $\rho_e(\vec{r})$, $\vec{g}(\vec{r})$ определяются по данным модели внутреннего строения Солнца [Christensen-Dalsgaard, 1996].

Начальное невозмущенное состояние магнитной трубки: трубка находится в равновесии и замкнута в кольцо радиуса r_0 в экваториальной плоскости Солнца (рис. 2). Исследуются стоячие волны с различным волновым числом m : числом стоячих волн, укладываемых по длине окружности.

В положении равновесия реализуются два типа линейных колебаний магнитной трубки: быстрые (альфвеновские) и медленные (варикозные) волны (рис. 2). При наличии гравитационного поля наиболее неустойчивы медленные моды колебаний. Участки повышенной плотности проваливаются к центру Солнца, а участки с пониженной плотностью всплывают под действием силы Архимеда. Так реализуется нелинейная фаза развития неустойчивости Паркера колебаний магнитной трубки [Zweibel, 1992].

Результаты расчетов

На начальной стадии развития неустойчивости Паркера форма всплывающей магнитной трубки представляет собой широкую арку с основанием в средних слоях конвективной зоны (рис. 3).

Под действием силы гравитации в боковых ветвях потоки плазмы стекают к основанию трубки. Верхняя часть арочной структуры с оттоком газа нелинейно ускоряется к фотосферному уровню и далее в атмосферу Солнца. Развитие неустойчивости Паркера целиком определяется взаимодействием плазмы магнитной трубки с гравитационным полем Солнца и динамикой тепловых потоков внутри трубки с течением времени.

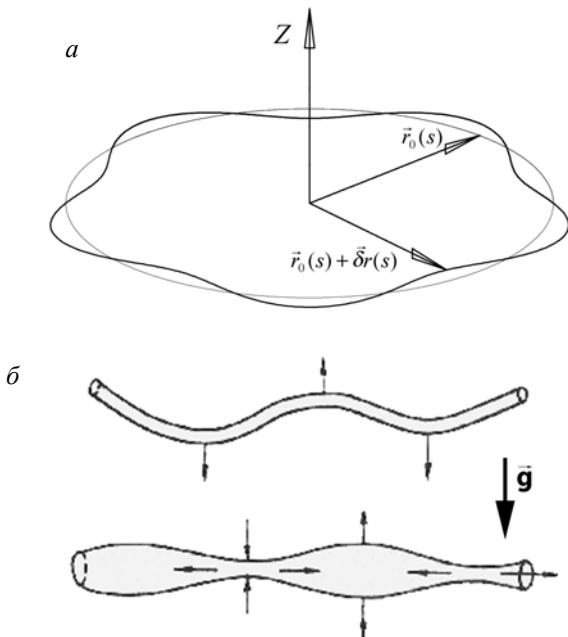


Рис. 2. Форма трубки для волнового числа возмущения $m=5$ (а); направления течения плазмы трубки для изгибной и медленной мод колебаний (б)

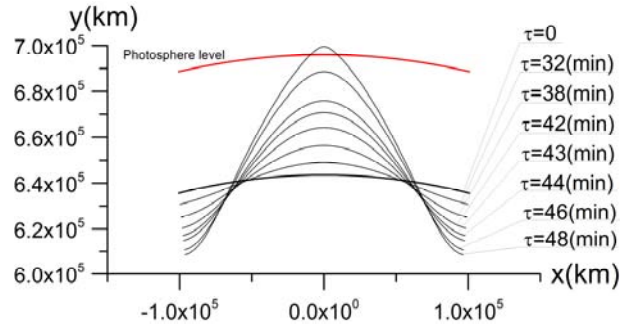


Рис. 3. Начальная стадия развития неустойчивости Паркера

В работе исследуется развитие неустойчивости Паркера в коротковолновом диапазоне. Для гармоники $m=20$ глубина срыва магнитного поля магнитного поля по неустойчивости Паркера равна 52000 км от фотосферного уровня (рис. 3). Начальная напряженность магнитного поля $H=2 \cdot 10^6$ Гс. Значение температуры на глубине срыва $T=3.637 \cdot 10^5$ К внутри трубки и $T=4.339 \cdot 10^5$ К снаружи.

В начальной фазе развития неустойчивости Паркера происходит стандартным образом. При всплывании арочной структуры сразу же включается эффект стекания газа к основанию (рис. 3) и непрерывно облегчаемая центральная часть арки с нарастающим ускорением летит в хромосферу Солнца (рис. 4).

На высотах порядка 2000 км реализуется нелинейный рост температуры из-за эффекта аномального прогрева солнечной атмосферы (рис. 1 [Прист, 2001]). Температура окружающего газа достигает значений порядка 10^6 К уже в нижних слоях короны Солнца. Разность температур меняет знак на высотах порядка 2000 км от фотосферного уровня (рис. 5, а).

Как следствие на этих высотах реализуется смена знака разности плотностей газа внутри и снаружи трубки (рис. 5, б).

Плотность газа в трубке превышает плотность газа снаружи из-за роста температуры. Выталкивающая сила Архимеда меняет знак, и трубка начинает тормозиться (рис. 4). За время “взрывной” фазы ускорения подъема реализуется разгон магнитной трубки до скорости порядка 300 км/с (рис. 6).

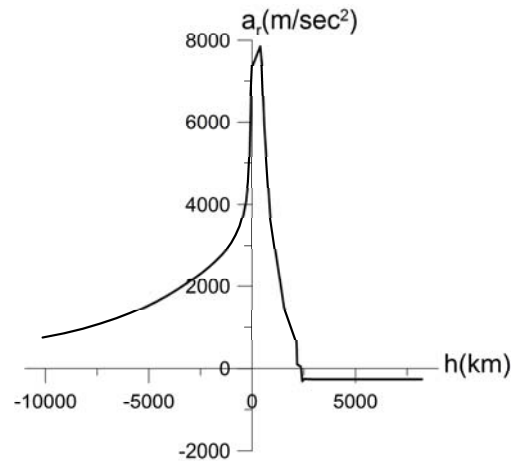


Рис. 4. Ускорение верхней точки арочной структуры в зависимости от высоты подъема

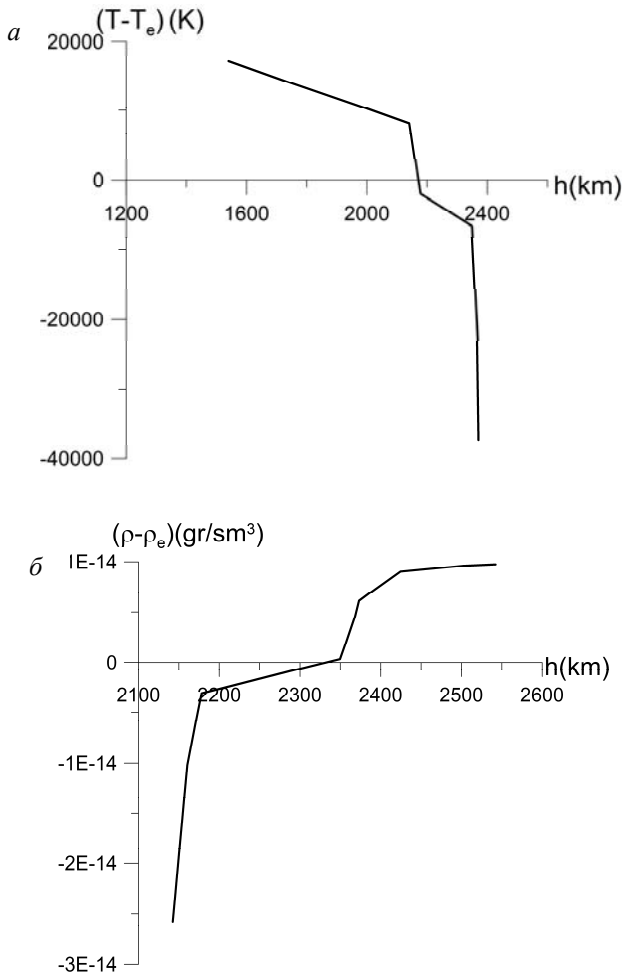


Рис. 5. Разность температур газа (а) и плотностей газа (б) внутри и снаружи верхней точки магнитной трубки в зависимости от высоты

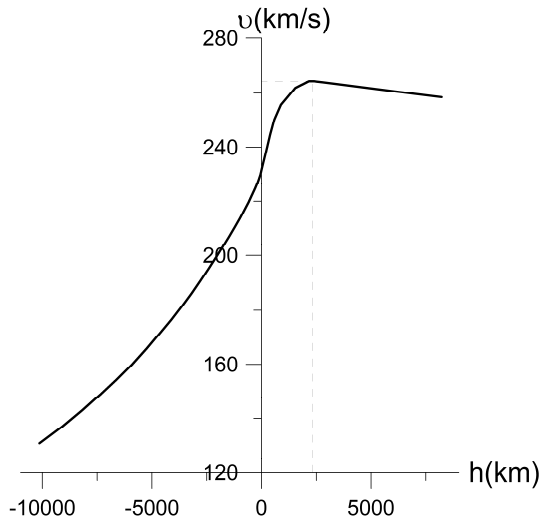


Рис. 6. Скорость подъема верхней точки арочной магнитной структуры в зависимости от высоты

Для обоснования физического механизма генерации потока ударных МГД-волн в верхних слоях хромосферы Солнца необходимо исследовать МГД-параметры всплывающей магнитной трубки в зависимости от начальных значений критической напряженности магнитного поля (H_{cr}) в широком диапазоне начиная с нулевых значений.

На рис. 7 представлена зависимость глубины срыва магнитного поля из-за неустойчивости Паркера в зависимости от начальной напряженности H_{cr} в диапазоне $0 < H_{cr} \leq 2 \cdot 10^6$ Гс. Глубина срыва стабильно держится на уровне $5 \cdot 10^4$ км от фотосферного уровня. При малых значениях напряженности глубина срыва понижается до значений порядка 10^4 км. При малых значениях напряженности влияние магнитного поля на движение плазмы исчезает. Имеем стандартные конвективные течения вблизи фотосферного уровня.

На рис. 8 представлена зависимость высоты подъема магнитной трубки, при которой происходит смена знака ускорения (рис. 4) в зависимости от начальной напряженности магнитного поля (H_{cr}). Для всего диапазона изменения напряженности высота достижения максимальной скорости подъема трубки стабильно держится на уровне 2300 км от фотосферного уровня. Это переходная зона короны Солнца [Прист, 2001]. При малых значениях напряженности магнитного поля максимальные скорости подъема реализуются на высотах порядка 2100 км от фотосферного уровня, но не ниже 2000 км.

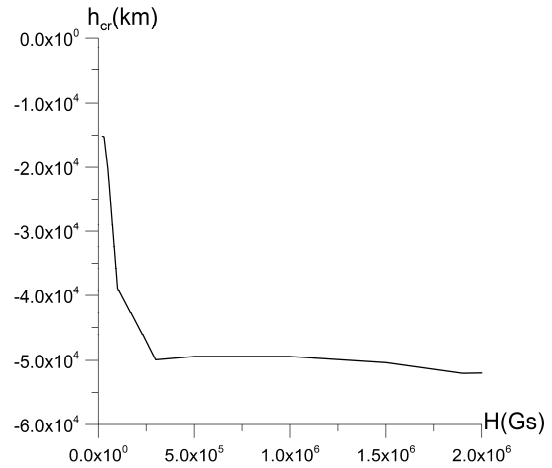


Рис. 7. Распределение глубины срыва магнитной трубки из-за развития неустойчивости Паркера в зависимости от напряженности магнитного поля

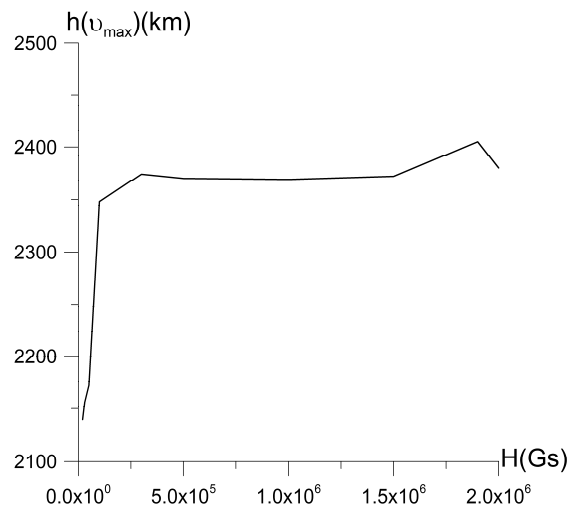


Рис. 8. Зависимость высоты подъема магнитной трубки, при которой происходит смена знака ускорения, в зависимости от начальной напряженности магнитного поля (H_{cr})

На рис. 9, а представлено распределение максимальной скорости подъема в зависимости от начальной напряженности магнитного поля H_{cr} . Значения максимальной скорости подъема стабильно держатся на уровне 300 км/с, что соответствует числам Маха $M \approx 11$ (рис. 9, б). Реализуются гиперзвуковые режимы всплывания магнитного потока в корону Солнца.

При малых значениях начальной напряженности магнитного поля максимальная скорость подъема уменьшается до значений порядка 150 км/с. Но из-за падения значений местной скорости звука на значениях скорости в числах Маха это обстоятельство не отражается.

Заключение

Выделение двух режимов генерации ударных волн в солнечной атмосфере позволяет понять эволюцию структуры аномального прогрева солнечной атмосферы за время развития стандартного цикла солнечной активности. В эпоху минимума активности цикла в конвективной зоне Солнца доминируют низкочастотные колебания крупномасштабных магнитных полей, генерируемых стабильным потоком газодинамических ударных волн, прогревающих солнечную хромосферу [Романов, 2001]. При этом аномальный прогрев солнечной атмосферы имеет однородную устойчивую структуру (рис. 1)

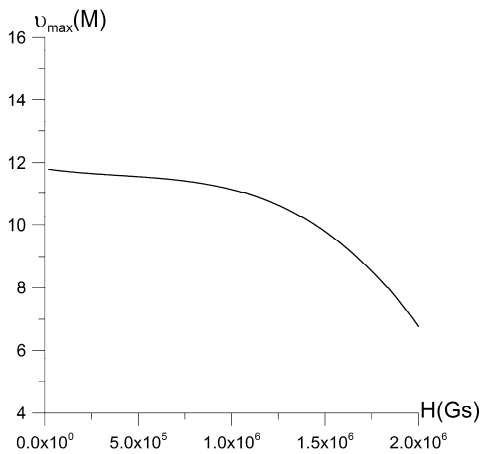
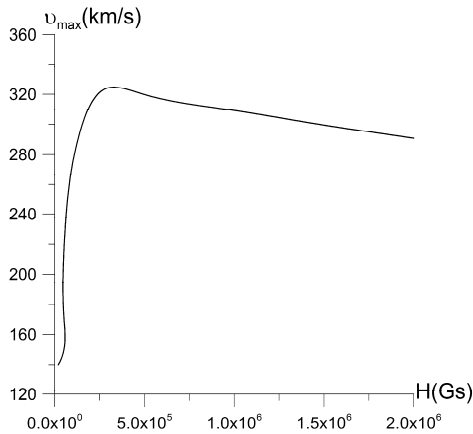


Рис. 9. Распределение максимальной скорости подъема, выраженная в км/с (а) и в числах Маха (б) в зависимости от начальной напряженности магнитного поля H_{cr}

С ростом активности цикла магнитные поля с высокими значениями напряженности магнитного поля проникают в средние слои конвективной зоны. В спектре генерации колебаний магнитных полей появляются гармоники с волновым числом в диапазоне $5 \leq m \leq 10$. Мощность аномального прогрева солнечной атмосферы нелинейно растет. Структура аномального прогрева теряет свою однородность (рис. 1). Лучевая структура аномального прогрева позволяет выделить доминирующие гармоники в спектре глобальных колебаний магнитного поля. Замечание: число лучей в структуре аномального прогрева равно удвоенному числу m с учетом того обстоятельства, что это стоячие волны (рис. 1).

В эпоху максимума активности цикла магнитные поля с высокими значениями напряженности проникают в верхние слои конвективной зоны. На этих глубинах реализуются высокочастотные колебания магнитного поля. Из-за малых длин волн структура аномального прогрева опять становится однородной (рис. 1). Всплывающие магнитные поля генерируют мощный поток ударных МГД-волн.

Список литературы

- Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Романов В.А. и др. Физический механизм генерации корональных выбросов массы из верхних слоев конвективной зоны // Изв. Крымской астрофиз. обс. 2013. Т. 109, № 1. С. 54–60.
- Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир. 1985. 592 с.
- Романов Д.В., Романов К.В. Численное моделирование развития неустойчивости медленной волны тонкой магнитной трубки в конвективной зоне Солнца // Выч. технологии. 2001. Т. 6, № 6. С. 81–92.
- Романов Д.В., Романов К.В. Построение численной модели тонкой магнитной трубки с помощью гамильтонова формализма // Выч. технологии. 2008. Т. 13, № 3. С. 91–113.
- Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., et al. The current state of solar modeling // Science. 1996. V. 272. P. 1286.
- Zweibel E.G., Bruhwiler D.L. The effect of line tying on Parker's instability // Astrophys. J. 1992. V. 399. P. 318–324.