

УДК 523.98:533.951

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТОГАЗДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ ВНУТРИ ВСПЛЫВАЮЩИХ В СОЛНЕЧНУЮ АТМОСФЕРУ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

¹В.С. Соколов, ²В.А. Романов, ³К.В. Романов, ¹Н.В. Кучеров, ²Д.В. Романов

FORMATION OF MAGNETIC GAS DYNAMICS FLOWS WITHIN LARGE-SCALE MAGNETIC STRUCTURES EMERGING INTO THE SOLAR ATMOSPHERE

¹V.S. Sokolov, ²V.A. Romanov, ³K.V. Romanov, ¹N.V. Kucherov, ²D.V. Romanov

В приближении недиссипативной магнитной газодинамики в работе исследуется развитие нелинейных колебаний в верхних частях арочных магнитных структур, всплывающих в фотосферном уровне. Для высокочастотных колебаний реализуются выбросы магнитной трубки со сверхзвуковыми скоростями из подфотосферных слоев в солнечную атмосферу.

The ideal magnetohydrodynamic approximation is used to study development of nonlinear oscillations in the apex of arched magnetic structures emerging at the photospheric level. As for high-frequency oscillations, emissions of the magnetic tube with supersonic speed are observed to emerge from photospheric level in the solar atmosphere.

Введение и постановка задачи

Результаты расчетов, представленные в работе [1], позволяют провести теоретическое обоснование механизма корональных выбросов массы (СМЕ) [2, 3] из подфотосферных слоев в солнечную атмосферу с высокими сверхзвуковыми скоростями. По кинематическим характеристикам СМЕ разделяются на две группы: медленно эволюционирующие и импульсные. Импульсные – наиболее быстрые СМЕ, распространяющиеся непосредственно вблизи поверхности Солнца [2]. СМЕ с высокими скоростями могут также возникать в результате долговременного ускорения, происходящего на пути до нескольких солнечных радиусов [4]. «Постепенные» СМЕ располагаются в короне на высоте $0.1 R_{\odot} < h < 0.7 R_{\odot}$ под солнечным лимбом с начальной скоростью $V \approx 0$. Скорости «импульсных» СМЕ порядка 10 км/с и более уже на высотах $0.1 R_{\odot}$. Их условный размер $\leq 5^{\circ}$ по данным с космических аппаратов SOHO [5].

Главными параметрами, определяющими различие физической природы импульсных и медленно эволюционирующих СМЕ, являются место возникновения, скорость подъема и угловой размер.

В настоящей работе обосновывается механизм выброса магнитных полей с вмороженной плазмой со сверхзвуковыми скоростями из подфотосферных слоев как результат развития неустойчивости медленной волны в верхних слоях релаксационной зоны для высокочастотных гармоник ($m > 20$) [10]. Даже в адиабатическом приближении на начальной стадии развития неустойчивости происходит подъем магнитных полей с прямым выходом в солнечную атмосферу в сверхзвуковых режимах на фотосферном уровне.

Наличие таких выбросов принципиально важно при изучении вспышечных процессов в сформировавшихся активных областях [7, 8]. Обосновывается механизм взаимодействия сформированной магнитной структуры активной области с новым всплывающим магнитным полем, приводящий к развитию различных плазменных неустойчивостей в условиях высокотемпературной разреженной плазмы солнечной атмосферы [6]. При этом развитие неустойчивости медленной волны в релаксационной зоне может служить триггерным механизмом реализации вспышечной активности в активных областях [9]. Выброс

поля влечет за собой СМЕ в невозмущенную атмосферу [2].

Результаты расчетов

Уточним результаты расчетов критических глубин развития неустойчивости медленной волны в зависимости от напряженности поля в более широком диапазоне изменения волнового числа m [1]. На рис. 1 представлена зависимость критической глубины неустойчивости медленной волны в режимах $H=2 \cdot 10^6$ Гс и $H=1.6 \cdot 10^6$ Гс для волновых чисел, достигающих $m=30$. Видимой части всплывающей магнитной структуры примерно соответствует половине длины волны (рис. 3) [1].

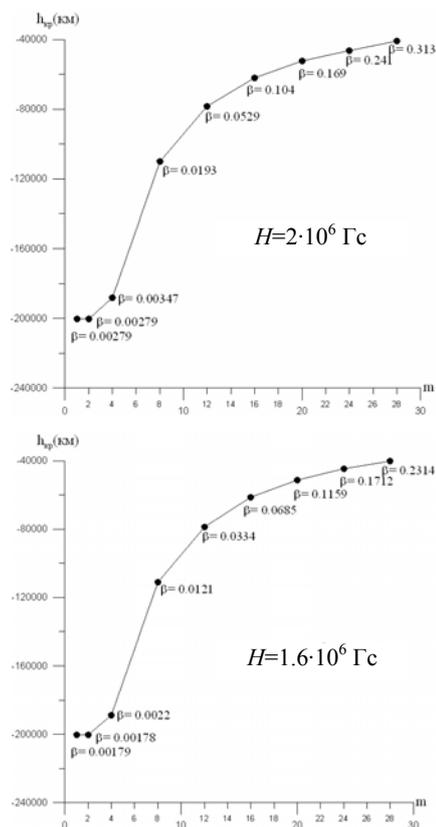


Рис. 1. Критические глубины неустойчивости различных мод колебаний трубки при высоких значениях напряженности поля; $\beta = H^2 / (8\pi \cdot P_c)$ – отношение давления магнитного поля в трубке к давлению окружающего газа.

Вторая половина приходится на затопленную часть ниже фотосферного уровня. Соответственно при $m=30$ реализуются выбросы размера $\leq 5^\circ$. Выделенный спектральный диапазон позволяет исследовать выход СМЕ из подфотосферных слоев в солнечную атмосферу [2, 3].

Распределения критических глубин на рис. 1 при высоких значениях напряженности поля практически совпадают. Сброс магнитного поля в солнечную атмосферу при этом происходит с глубин порядка 40000 км. Существенные различия отмечаются для низкочастотных гармоник ($m < 20$, рис. 2.). У распределения на рис. 2 имеются две точки сгущения в низкочастотной ($m < 4$) и высокочастотной части ($m > 20$). Следовательно, низкочастотные гармоники, независимо от величины напряженности поля, сбрасываются в солнечную атмосферу из верхних

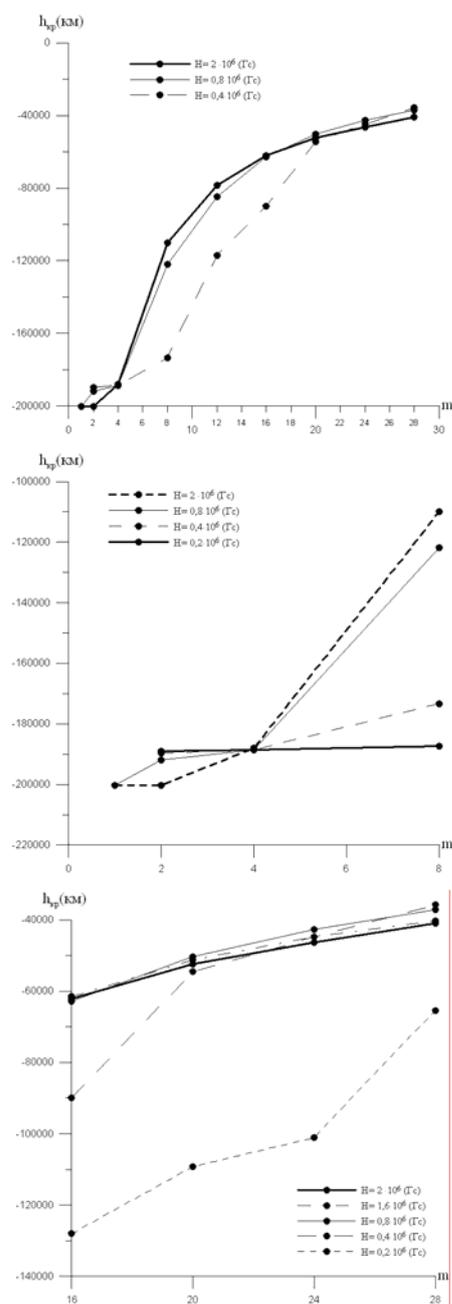


Рис. 2. Критические глубины неустойчивости медленной волны для различных мод колебаний трубки в диапазоне напряженностей магнитного поля от $2 \cdot 10^5$ до $2 \cdot 10^6$ Гс.

слоев зоны динамо [11], а граница сброса высокочастотных гармоник находится на глубине порядка 40 000 км – в непосредственной близости от фотосферного уровня. Наличие верхней точки сгущения также означает, что верхняя граница диапазона глубин релаксационной зоны находится в пределах конвективной зоны Солнца. Этот результат, полученный по данным внутреннего строения Солнца из работы [12], существенно уточняет результаты ранее проведенных исследований [9].

Как показано на рис. 3 в работе [1], насыщение неустойчивости медленной волны в адиабатическом режиме при невысоких значениях напряженности поля и низких значениях волнового числа m происходит без выноса поля в солнечную атмосферу. На рис. 3 настоящей работы этот результат существенно уточняется. Указанное обстоятельство имеет место только для младших гармоник ($m < 20$). При $m > 20$ верхние поворотные точки всплывающей арочной структуры проходят хромосферу и достигают высот нижней короны Солнца [8]. Отметим, что $m=20$ соответствует выбросу размером порядка 10^5 км. Поля активных областей с размерами $> 10^5$ км не выбрасываются в солнечную атмосферу, а тормозятся непосредственно вблизи фотосферного уровня (рис. 3), а далее должны медленно диффундировать вверх в результате прогрева газа. Этот вопрос требует отдельного детального изучения в рамках физических процессов зарождения и развития крупномасштабных активных областей в солнечной атмосфере [7].

Скорость подъема магнитного поля на нелинейной стадии развития неустойчивости медленной волны с ростом волнового числа m нелинейно растет (рис. 4). При $m < 16$ реализуются дозвуковые режимы подъема, а при $m \geq 16$ даже в адиабатическом режиме скорость подъема магнитного поля превышает местную скорость звука и реализуется сверхзвуковой режим подъема поля с генерацией ударной волны перед СМЕ [3, 4]. Сверхзвуковые течения возникают непосредственно вблизи фотосферного уровня. Скорость подъема может превышать 2 М. Отметим, что слабые ударные волны генерируются также при подъеме трубки и в дозвуковых режимах без выхода магнитного поля в солнечную атмосферу. Соответственно, генерируется мощный волновой

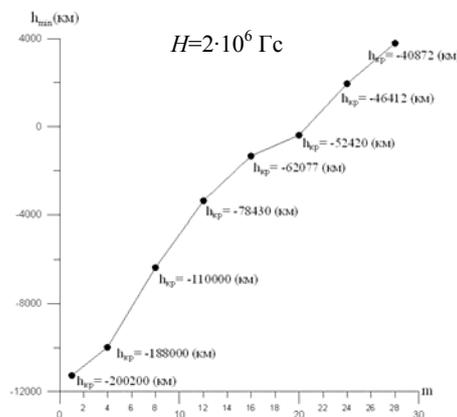


Рис. 3. Глубины максимального подъема верхних точек арочных структур для различных мод колебаний трубки ($h_{кр}$ – глубины начальных положений трубки).

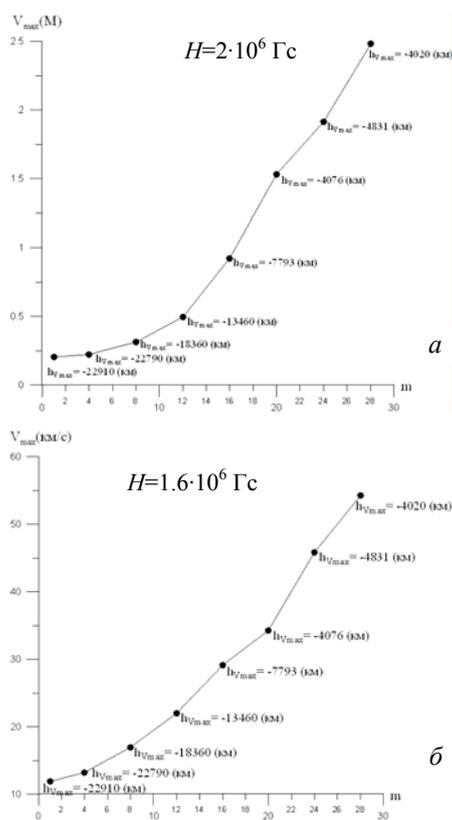


Рис. 4. Максимальные скорости подъема верхних точек арочных структур для различных мод колебаний: а – абсолютные значения скорости; б – в единицах местной скорости звука (М) ($h_{V_{max}}$ – глубины достижения максимальных скоростей по отношению к фотосферному уровню).

поток слабых ударных волн через фотосферу в атмосферу Солнца.

Заключение

Результаты расчетов, представленных в настоящей работе, позволяют определить развитие неустойчивости медленной волны в верхних слоях конвективной зоны как возможный физический механизм образования СМЕ в подфотосферных слоях и выхода в солнечную атмосферу со сверхзвуковыми скоростями на фотосферном уровне.

Проведенные расчеты носят предварительный характер и требуют дополнительных исследований. Главный недостаток настоящей работы – расчеты проведены в адиабатическом приближении. Учет прогрева лучистой теплопроводностью ниже фотосферного уровня и электронной теплопроводностью в условиях высокотемпературной разреженной плазмы солнечной атмосферы существенно приблизит полученные результаты к реальной ситуации [2, 3]. Скорости подъема магнитных полей в солнечную атмосферу заведомо возрастут. Вопросы, связанные с образованием крупномасштабных корональных магнитных структур и их временной эволюцией,

весьма мало изучены в теоретическом плане при наличии весьма обширного наблюдательного материала [4, 5]. Независимо можно обосновать механизм проникновения магнитных полей из подфотосферных слоев в солнечную атмосферу при образовании активных областей. Это самый важный и принципиальный момент физического анализа зарождения феномена активной области [7]. Расчеты формирования тонких структур солнечного ветра также требуют учета различных механизмов прогрева всплывающей плазмы с вмороженным магнитным полем [5, 6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соколов В.С., Романов В.А., Романов Д.В. и др. Вынос магнитных полей на фотосферный уровень и формирование конвективных течений в присутствии магнитного поля // Труды Байкальской международной научной школы по фундаментальной физике. XI Конференция молодых ученых «Гелио- и геофизические исследования». Иркутск, 2009.
2. Eselevich V.G., Eselevich M.V. Common characteristics of CME and BLOBs a new view of their possible origin // Solar Phys. 2001. V. 203, N 1.
3. Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Первые экспериментальные исследования возмущенной зоны перед фронтом коронального выброса массы // Астрономический журнал. 2007. Т. 84, № 11. С. 1046–1054.
4. Eselevich V.G., Eselevich M.V. On formation of a solar wave in front of coronal mass ejection with velocity exceeding the critical one // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. P. L22105. doi 10. 1029/2008GL035482.
5. Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Некоторые особенности корональных стримеров в солнечной короне и на орбите Земли // Астрономический журнал. 2006. Т. 83, № 9. С. 837.
6. Sokolov V.S., Katsnelson S.S., Kosovichev A.G., Slavin V.S. Skinning process stability of the magnetic fields in the Solar active region // Solar Phys. 1977. V. 51. P. 293–306.
7. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. 255 с.
8. Прист Э.С. Солнечная магнитогазодинамика. М.: Мир, 1982. 608 с.
9. Романов Д.В., Романов В.А. Всплывание магнитного потока из релаксационной зоны на фотосферный уровень // Астрономический журнал. 1993. Т. 70. С. 134–140.
10. Алексеев С.В., Дудникова Г.И., Романов В.А. и др. Неустойчивости медленной и быстрой волны магнитных полей на различных глубинах зоны динамо // Солнечно-земная физика. 2004. Вып. 6. С. 43–47.
11. Романов В.А., Романов Д.В., Романов К.В. Сброс магнитных полей из зоны динамо в атмосферу Солнца // Астрономический журнал. 1993. Т. 70. С. 1237–1246.
12. Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V., et al. The current state of Solar modeling // Science. 1996. V. 272. P. 1286.

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск

²Красноярский государственный педагогический университет, Красноярск

³Красноярский институт железнодорожного транспорта, Красноярск