

УДК 523.98:533.951

Влияние теплового прогрева на динамику всплывания магнитных полей в солнечную атмосферу

Д.В. Романов, К.В. Романов, В.А. Романов, Н.В. Кучеров

Красноярский государственный педагогический университет, ул. Ады Лебедевой, 89,
Красноярск, Россия, 660049
valeriy.a.romanov@yandex.ru

Поступила в редакцию 29 октября 2015 г.

Аннотация. В работе исследуется динамика тепловых потоков при всплывании магнитной трубки из нижних слоев конвективной зоны в солнечную атмосферу. В боковых частях формирующейся арочной магнитной структуры генерируются тепловые потоки высокой плотности, достигающей значений 10^5 эрг/см²/с. Режим прогрева носит импульсный характер и зависит от частоты колебаний магнитной трубки при развитии неустойчивости Паркера.

INFLUENCE OF THERMAL HEATING ON THE DYNAMICS OF FLOATING MAGNETIC FIELDS IN THE SOLAR ATMOSPHERE, *by D.V. Romanov, K.V. Romanov, V.A. Romanov, N.V. Kucherov.* The paper considers the role of heat fluxes within an emerging magnetic tube when the tube emerges to the surface of the Sun from the bottom of convective zone. It is shown that within legs of the magnetic tube arc the amplitude of heat flux density may rise up to 10^5 erg/cm²/sec. The heating has transient nature and its character depends on the mode of Parker instability developing.

Ключевые слова: магнитная трубка, плотность теплового потока, неустойчивость Паркера

1 Введение

Плазма солнечной конвективной зоны имеет ярко выраженную анизотропию тензора теплопроводности в присутствии сильных магнитных полей (Алексеенко и др., 2004а; Котельников, 1996). Изучению влияния теплового прогрева на динамику подъема магнитных полей в солнечную атмосферу посвящено большое количество работ, опубликованных в нашей стране (Куликовский, Любимов, 1962; Ахиезер и др., 1974; Брагинский, 1963) и за рубежом (Прист, 1985; Фан, Фишер, 1996). В силу сложного нелинейного характера физических процессов, протекающих в разреженной высокотемпературной солнечной плазме в присутствии сильных магнитных полей, единственным современным методом, соответствующим уровню сложности исследуемых задач, является метод математического моделирования исследуемых нелинейных процессов (Самарский, Попов, 1973; Фан, 2008).

В настоящей работе исследуется влияние теплового прогрева на динамику движения тонкой магнитной трубки на различных глубинах конвективной зоны Солнца (Алексеенко и др., 2004б). В работе приведены результаты расчетов всплывания магнитной трубки при развитии неустойчивости Паркера в длинноволновом диапазоне: $m = 3$ (волновое число m равно числу

длин волн, укладываемых по периметру магнитной трубки; Еселевич и др., 2013). Тепловой прогрев трубки имеет ярко выраженный быстропротекающий импульсный характер. В работе показано, что влияние импульсного теплового прогрева существенным образом зависит от частотного диапазона развития неустойчивости Паркера колебаний магнитной трубки (Паркер, 1979).

2 Математическая постановка задачи

Современные наблюдательные данные позволяют установить, что всплывающие в солнечную атмосферу магнитные поля представляют собой множество структурированных магнитных трубок (Морено-Инсергис, 1983; Фан, 2008). В работе (Алексеев и др., 1998) по данным внутреннего строения Солнца (Кристенсен-Далсгаард и др., 1996) проведено обоснование приближения идеальной одножидкостной магнитогазодинамики при численном моделировании всплывания тонких магнитных трубок из нижних слоев конвективной зоны к фотосферному уровню Солнца.

В настоящей работе предлагается учесть наиболее важные диссипативные процессы, влияющие на динамику движения магнитных полей в конвективной зоне Солнца. Первостепенным, наиболее важным при этом является тепловой прогрев трубки. Плазма конвективной зоны обладает ярко выраженной анизотропией тензора теплопроводности при наличии сильных магнитных полей: коэффициент теплопроводности вдоль силовых магнитных линий существенно превышает коэффициент теплопроводности в направлении перпендикулярном к вектору магнитного поля. Это обстоятельство позволяет исследовать процесс теплового прогрева в приближении модели одномерной тонкой магнитной трубки. Магнитная трубка расположена в экваториальной плоскости Солнца (рис. 1).

Система уравнений движения магнитной трубки с учетом теплового прогрева (в массовых лагранжевых переменных; Еселевич и др., 2013):

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

Система состоит из трех уравнений движения, условия сохранения потока магнитного поля, уравнения энергии, баланса давления на поверхности трубки и уравнения неразрывности. Не-

Влияние теплового прогрева на динамику всплывания...

обходимые для замыкания системы зависимости $p_e(\vec{r})$, $\rho_e(\vec{r})$, $\vec{g}(r)$ определяются по данным модели внутреннего строения Солнца (Кристенсен-Далсгаард и др., 1996).

Коэффициент продольной вдоль вектора магнитного поля теплопроводности рассчитывается по формуле:

$$k_{\parallel} = \frac{11.92}{3.7703} \cdot \frac{n_e \cdot k \cdot T}{m_e} \cdot \tau_{ei}, \quad (2)$$

где τ_{ei} – время электронно-ионных соударений для водородной плазмы (Брагинский, 1963). Система уравнений (1) позволяет исследовать устойчивость колебаний тонкой магнитной трубки на различных глубинах конвективной зоны Солнца. Начальные условия задачи: трубка находится в равновесии и замкнута в кольцо радиуса r_0 в экваториальной плоскости Солнца. Исследуются стоячие волны с различным волновым числом m – числом волн, укладывающихся по длине окружности (рис. 1).

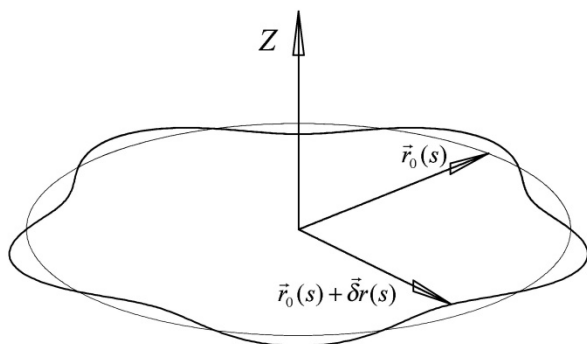


Рис. 1. Форма трубки для волнового числа $m = 5$

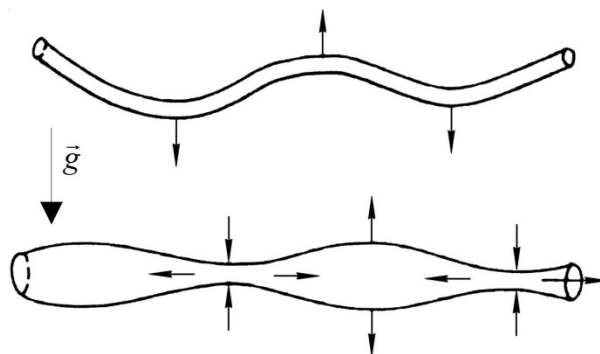


Рис. 2. Течения плазмы трубки для изгибающей (а) и медленной (б) мод колебаний магнитной трубки в гравитационном поле Солнца

Линейный анализ системы (1) позволяет выделить два типа линейных колебаний магнитной трубки: быстрые (альфвеновские) и медленные (варикозные) стоячие волны (рис. 2).

При наличии гравитационного поля наиболее неустойчивы медленные моды колебаний (рис. 2b). Участки повышенной плотности проваливаются к центру Солнца, а участки с пониженной массой газа всплывают вверх под действием выталкивающей силы Архимеда. Данный тип неустойчивости колебаний магнитного поля получил название неустойчивости Паркера (Цвейбел, Брухвилер, 1992).

3 Результаты расчетов

Рассмотрим временную динамику продольных тепловых потоков в магнитной трубке со следующими начальными данными: исследуется медленная мода колебаний с волновым числом $m = 3$. Начальная напряженность магнитного поля $H_{cr} = 2 \cdot 10^5$ Гс. Глубина развития неустойчивости Паркера $h = -216616$ км от фотосферного уровня (рис. 3).

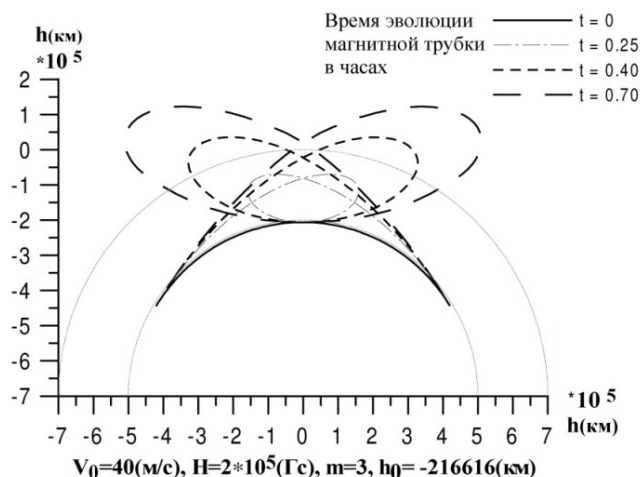


Рис. 3. Подъем трубки в солнечную атмосферу для волнового числа $m = 3$

Реализуется симметричный двухарочный выброс (в северное и южное полушария) магнитной трубки. Зависимость температуры от массовой координаты (в процентах) и от времени (в часах) представлена на рис. 4 в пределах одной гармоники.

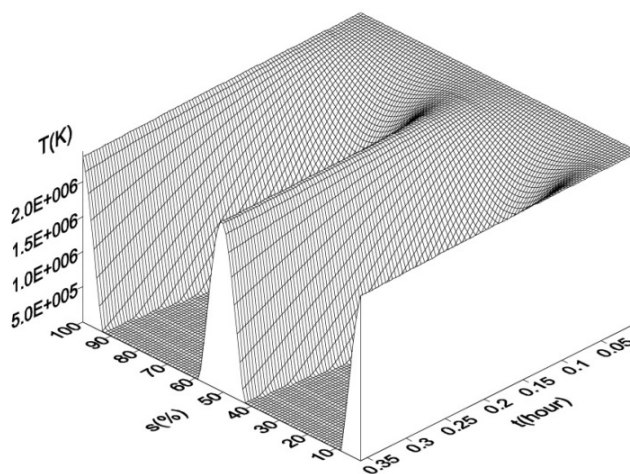


Рис. 4. Распределение температуры в магнитной трубке в пределах одной гармоники

В затопленных частях магнитной трубки температура стабильно удерживается на высоком уровне, $2 \cdot 10^6$ К, и близка к температуре окружающего газа.

В быстроподнимающихся частях арочной структуры температура резко падает: на первоначальном этапе по адиабатическому закону. При подъеме трубки в боковых частях арочной структуры увеличиваются градиенты температуры на оси трубки и формируются тепловые потоки (рис. 5). В верхних частях формирующихся арочных структур температура низкая, градиенты температуры небольшие, тепловые потоки отсутствуют на всех стадиях подъема. Наиболее высокие по модулю значения градиента температуры реализуются на боковых частях арочной структуры магнитного поля.

Влияние теплового прогрева на динамику всплывания...

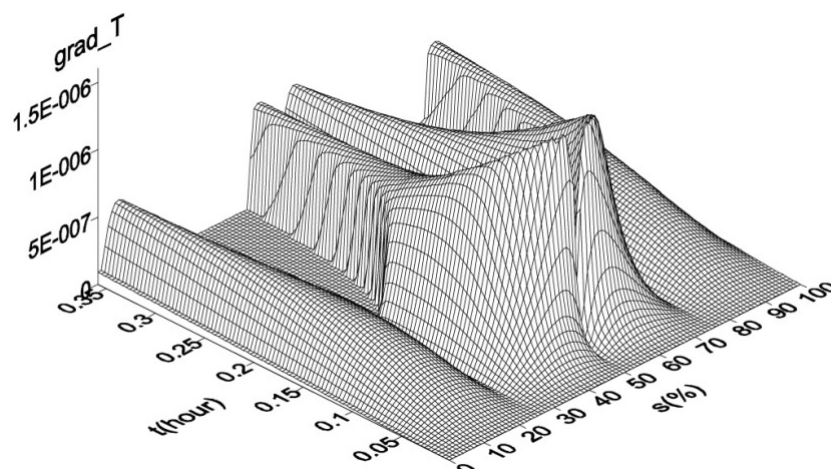


Рис. 5. Распределение градиента температуры в магнитной трубке в пределах одной гармоники

Кроме градиента температуры на результирующие тепловые потоки влияет распределение коэффициента теплопроводности вдоль силовых магнитных линий в зависимости от времени (рис. 6).

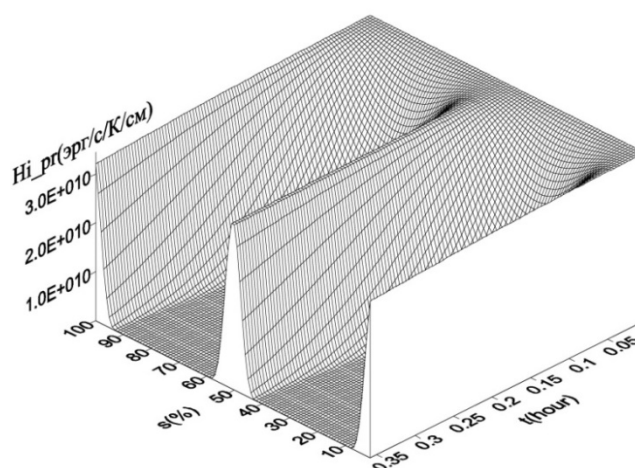


Рис. 6. Распределение коэффициента теплопроводности в магнитной трубке в пределах одной гармоники

Процесс теплопроводности формируется главным образом свободными электронами. Степень ионизации плазмы в конвективной зоне нелинейно падает с уменьшением температуры. По этой причине уменьшение коэффициента теплопроводности при всплывании магнитной трубки существенно круче, чем падение температуры. Качественно распределения на рис. 4 и рис. 6 совпадают.

Результирующее распределение плотности тепловых потоков в зависимости от времени и массовой переменной приведено на рис. 7. Этот график суммирует распределения градиента температуры (рис. 5) и коэффициента теплопроводности (рис. 6) в зависимости от времени.

В нижних слоях конвективной зоны из-за высоких значений температуры свободные электроны обеспечивают высокие значения коэффициента продольной теплопроводности. В это же время в нижней части арочной магнитной структуры малы градиенты температуры вдоль оси магнитной трубки. В результате тепловые потоки отсутствуют.

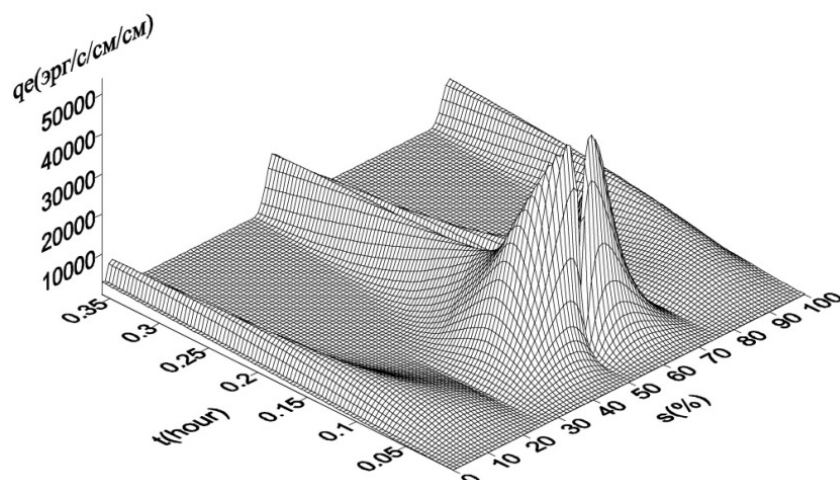


Рис. 7. Распределение плотности теплового потока в магнитной трубке в пределах одной гармонике

При подъеме трубки и формировании арочной структуры магнитного поля на боковых частях растут градиенты температуры и возникают мощные потоки тепла, направленные снизу вверх. Всплывающие участки магнитной трубки разогреваются тепловыми потоками, идущими снизу, их скорость подъема нелинейно нарастает.

В верхней части всплывающей арочной структуры магнитного поля градиенты температуры малы. Процесс охлаждения трубки при расширении близок к адиабатическому. Из-за падения температуры нелинейно снижается степень ионизации плазмы и значения коэффициента теплопроводности. Подпитка теплом из нижних слоев конвективной зоны уменьшается. Зоны непрогретых областей с пониженными значениями температуры нелинейно растут.

4 Заключение

При подъеме к фотосферному уровню на различных участках магнитной трубки мощность тепловых потоков изменяется по нелинейному закону. Участки, близкие к вершине арочной структуры, слабо подвержены тепловому прогреву. Наиболее интенсивно прогреваются боковые части арочной магнитной структуры. В этих частях плотность тепловых потоков может достигать значений порядка 10^5 эрг/см²/с.

Нелинейность теплового прогрева магнитной трубки в зависимости от времени хорошо видна на рис. 7. Падение мощности теплового потока обусловлено двумя факторами: падением коэффициента теплопроводности вдоль магнитного поля из-за падения температуры (главный фактор) и уменьшением модуля градиента температуры газа в трубке, обусловленным вытягиванием пространственной структуры трубки при подъеме в солнечную атмосферу.

В результате тепловой прогрев трубки имеет две фазы: начальную (более мощную) импульсную фазу, вызванную формированием арочной структуры магнитного поля при развитии неустойчивости Паркера в нижних слоях конвективной зоны, и фазу релаксации, более медленную и менее мощную, на стадии подъема сформировавшейся арочной магнитной структуры в солнечную атмосферу.

В диапазоне $0 < m < 4$ развитие неустойчивости Паркера протекает в нижних слоях конвективной зоны (рис. 8). При сбросе магнитных полей с высокими значениями напряженности в солнечной атмосфере образуются корональные дыры (Романов и др., 2015). Поскольку горизонтальные размеры этих образований сравнимы и даже превышают диапазон глубин конвективной зоны, арочные структуры магнитного поля формируются в пределах солнечной атмо-

Влияние теплового прогрева на динамику всплывания...

сферы. Начальная импульсная фаза теплового разогрева (рис. 7) в этих образованиях практически отсутствует.

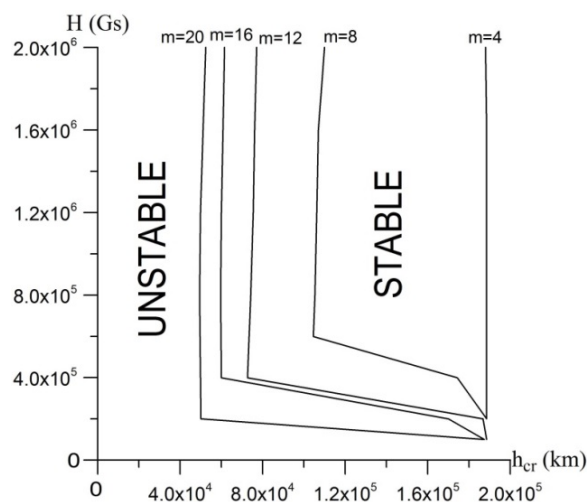


Рис. 8. Распределение критических значений МГД-параметров магнитной трубки для развития неустойчивости Паркера на различных глубинах конвективной зоны в зависимости от волнового числа m

При образовании активных областей (в спектральном диапазоне $10 < m < 20$) глубина срыва магнитного поля перемещается в середину конвективной зоны (рис. 8). Полное развертывание магнитных структур происходит также в солнечной атмосфере. Но размеры активных областей меньше, чем размеры корональных дыр (Прист, 1985). По этой причине эффект импульсного разогрева магнитных петель в активных областях более ярко выражен, чем в корональных дырах. В наблюдениях это явление регистрируется как эффект “поджигания” магнитных арок (Северный, 1960).

В высокочастотном спектральном диапазоне ($m > 20$) горизонтальные размеры всплывающих магнитных структур сравнимы с расстоянием до фотосферного уровня. Магнитные структуры разворачиваются в пределах конвективной зоны. Даже в адиабатическом приближении из-за эффекта стекания вещества от верхней части к основаниям арок нелинейно возрастают скорости подъема магнитных полей к фотосферному уровню, превышая местную скорость звука (Еселевич и др., 2013). В этих условиях эффект нелинейного импульсного теплового разогрева формирующейся магнитной арочной структуры реализуется одновременно с развертыванием магнитной петли в конвективной зоне. Скорости подъема магнитного поля в солнечную атмосферу значительно возрастают. При этом верхняя часть арочной структуры магнитного поля из-за малых градиентов температуры остается непрогретой, и в наблюдениях магнитная трубка регистрируется как область пониженной яркости (Еселевич, Еселевич, 2001). Продольный тепловой прогрев всплывающих магнитных полей играет важную роль в формировании корональных выбросов массы (Романов и др., 2015).

Литература

- Алексеенко и др. (Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V., Semeonov I.V.) // International Conference on the Methods of Aerophysical Research. 2004a. V. IV. P. 15.
- Алексеенко и др. (Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V., Semeonov I.V.) // Ползуновский Вестник. 2004б. Т. 1. С. 22.

- Алексеенко и др. (Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V.) // *Rus. J. Eng. Thermophys.* 1998. V. 8. N. 1–4. P. 95.
- Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н. // *Электродинамика плазмы*. М.: Наука. 1974.
- Брагинский С.И. // *Вопросы теории плазмы*. Вып. 1. М.: Атомиздат. 1963.
- Еселевич и др. (Eselevich V.G., Eselevich M.V., Romanov D.V., Romanov K.V., Romanov V.A., Kucherov N.V.) // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 2013. Т. 109. № 1. С. 54.
- Еселевич, Еселевич (Eselevich V.G., Eselevich M.V.) // *Solar Phys.* 2001. V. 203. P. 165.
- Котельников И.А., Ступаков Г.В. // *Лекции по физике плазмы*. Новосибирск: Новосибирский гос. университет. 1996.
- Кристенсен-Далсгаард и др. (Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V., Anderson E.R.) // *Science*. 1996. V. 272. P. 1286.
- Куликовский А.Г., Любимов Г.А. // *Магнитная гидродинамика*. М.: Физматгиз. 1962.
- Морено-Инсертис (Moreno-Insertis F.) // *Astron. Astrophys.* 1983. V. 122. P. 241.
- Паркер (Parker E.N.) // *Astrophys. Space Sci.* 1979. V. 62. P. 135.
- Прист Э.Р. // *Солнечная магнитогидродинамика*. М.: Мир. 1985.
- Романов и др. (Romanov D.V., Romanov K.V., Romanov V.A., Eselevich V.G., Eselevich M.V., Kucherov N.V.) // *Adv. Space Res.* 2015. V. 55. P. 949.
- Самарский А.А., Попов Ю.П. // *Разностные схемы газовой динамики*. М.: Наука. 1973.
- Северный А.Б. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1960. Т. 24. С. 281.
- Фан (Fan Y.) // *Astrophys. J.* 2008. V. 676. P. 680.
- Фан, Фишер (Fan Y., Fisher G.H.) // *Solar Phys.* 1996. V. 166. P. 17.
- Цвейбел, Брухвилер (Zweibel E.G., Bruhwiler D.L.) // *Astrophys. J.* 1992. V. 399. P. 318.