

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Актуальные проблемы астрофизики

*Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 25 января 2012 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201209e.0999

25 января 2012 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН "Актуальные проблемы астрофизики".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.gpad.ac.ru](http://www.gpad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Степанов А.В.** (Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург). *Корональная сейсмология*.

2. **Яковлев Д.Г.** (Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург; Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург). *Сверхтекущие нейтронные звёзды*.

Статьи, написанные на основе докладов, публикуются ниже.

PACS numbers: 52.35.-g, 96.60.-j, 97.10.Sj  
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201209f.0999

### Корональная сейсмология

А.В. Степанов, В.В. Зайцев, В.М. Накаряков

#### 1. Введение

Корональная сейсмология — новая, интенсивно развивающаяся область астрофизики, изучающая волновые и колебательные явления, присущие коронам активных звёзд. Идея корональной сейсмологии, как и геосейсмологии, — это дистанционное диагностирование параметров корональной плазмы. В солнечной и звёздной физике подобный подход применяется в гелио- и астеросейсмологии. Современные наблюдения волн и осцилляций в аккреционных дисках стимулировали появление диско-сейсмологии.

Задача гелиосейсмологии состоит в проверке и совершенствовании модели Солнца. К достижениям гелиосейсмологии относятся подтверждение "стандартной" модели Солнца и создание модели мелкого пятна [1].

**А.В. Степанов.** Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, РФ

E-mail: [stepanov@gao.spb.ru](mailto:stepanov@gao.spb.ru)

**В.В. Зайцев.** Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, РФ. E-mail: [za130@appl.sci-nnov.ru](mailto:za130@appl.sci-nnov.ru)

**В.М. Накаряков.** Centre for Fusion, Space, and Astrophysics, Physics Department, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK  
E-mail: [V.Nakariakov@warwick.ac.uk](mailto:V.Nakariakov@warwick.ac.uk)

Новые задачи гелиосейсмологии решаются с помощью действующей космической обсерватории Solar Dynamic Observatory (SDO) [2]. Основная задача астеросейсмологии состоит в проверке и совершенствовании эволюционных моделей звёзд.

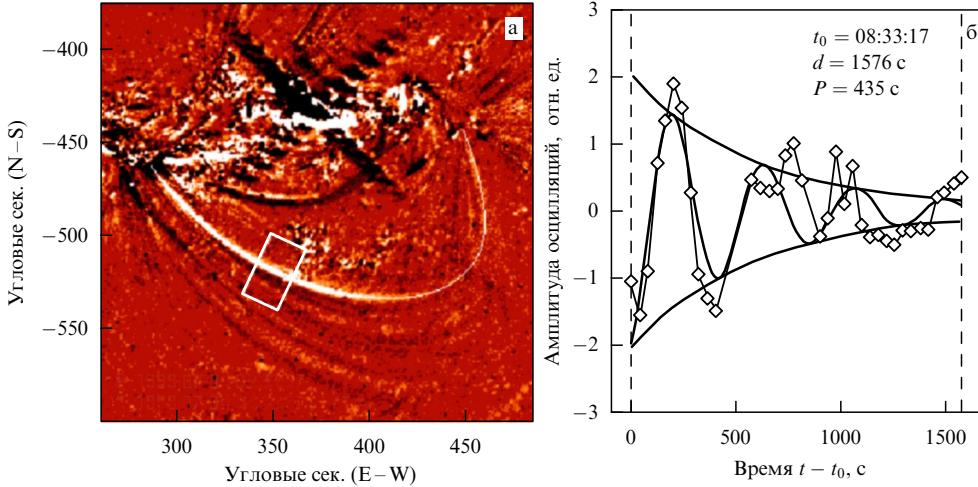
Основателями *корональной сейсмологии* являются Учida [3], предложивший исследовать плазму короны Солнца с помощью колебаний и волн, и Розенберг [4], объяснивший пульсации солнечного радиоизлучения магнитогидродинамическими (МГД) колебаниями источника. Наблюдения ультрафиолетового (УФ) излучения Солнца на космическом аппарате TRACE (Transition Region And Coronal Explorer) обнаружили колебания корональных арок [5] (рис. 1), что дало толчок бурному развитию корональной сейсмологии.

Магнитная структура корон Солнца и звёзд содержит открытые и закрытые конфигурации (магнитные трубы). Солнечные спиралы, джеты, стримеры — примеры открытых конфигураций. К закрытым относятся активные вспышечные области, состоящие из системы арок, редко из одной арки (*single loop flare*). Вспышечные арки являются магнитными ловушками для ускоренных частиц. МГД-колебания арок сопровождаются вариациями магнитного поля, газового давления плазмы, а также модуляцией потоков энергичных частиц в основании арки. Поэтому излучение вспышек промодулировано в широком диапазоне, включая радиоизлучение, оптическое, рентгеновское и гамма-излучение. Характеристики таких модуляций используются для диагностики параметров вспышек.

Для описания волновых и колебательных процессов в коронах звёзд применяются в основном два подхода. В первом корональные магнитные арки и трубы рассматриваются как резонаторы и волноводы для магнитогидродинамических колебаний и волн. Во втором корональная магнитная арка представляется в виде эквивалентного витка с электрическим током. Оба подхода важны для диагностики физических процессов в коронах звёзд.

#### 2. Корональные резонаторы и волноводы

На границе корональная арка — внешняя среда существует скачок импеданса для МГД-волн, поэтому корональную арку можно рассматривать как резонатор. В первом приближении колебания арок можно исследовать на примере однородного плазменного цилиндра с радиусом  $a$  и длиной  $l$ , торцы которого вморожены в



**Рис. 1.** (а) Пример осцилляций корональной арки при вспышке 4 июля 1999 г., зарегистрированных космической обсерваторией TRACE в линии 171 Å; (б) их аппроксимация экспоненциально затухающими периодическими колебаниями. Период пульсаций  $P = 435$  с, длительность пульсаций  $d = 1576$  с, амплитуда порядка 700 км [5].

высокопроводящую плазму. Плазма внутри цилиндра имеет плотность  $\rho_i$ , температуру  $T_i$  и магнитное поле вдоль оси цилиндра  $B_i$ . Соответствующие параметры вне цилиндра —  $\rho_e$ ,  $T_e$  и  $B_e$ . Дисперсионное уравнение, связывающее частоту собственных колебаний цилиндра  $\omega$  с компонентами волнового вектора  $k_\perp$  и  $k_\parallel$ , имеет вид [6, 7]

$$\frac{J'_m(\kappa_i a)}{J_m(\kappa_i a)} = \alpha \frac{H_m^{(1)'}(\kappa_e a)}{H_m^{(1)}(\kappa_e a)}. \quad (1)$$

Здесь

$$\kappa^2 = \frac{\omega^4}{\omega^2(c_s^2 + c_A^2) - k_\parallel^2 c_s^2 c_A^2} - k_\parallel^2, \quad \alpha = \frac{\kappa_e \rho_i}{\kappa_i \rho_e} \frac{\omega^2 - k_\parallel^2 c_{Ai}^2}{\omega^2 - k_\parallel^2 c_{Ae}^2},$$

$c_s$  — скорость звука,  $c_A$  — скорость Альвена,  $J_m$  и  $H_m^{(1)}$  — соответственно функции Бесселя и Ханкеля первого рода,  $k_\parallel = \pi s/l$ ,  $s = 1, 2, 3, \dots$ . Для тонкого ( $a/l \ll 1$ ) и плотного ( $\rho_e/\rho_i \ll 1$ ) цилиндра при  $t = 0$  из (1) находим частоту быстрых (БМЗ) и медленных (ММЗ) магнитоакустических колебаний:

$$\omega_f = (k_\perp^2 + k_\parallel^2)^{1/2} (c_{si}^2 + c_{Ai}^2)^{1/2}, \quad \omega_s = \frac{k_\parallel c_{si} c_{Ai}}{(c_{si}^2 + c_{Ai}^2)^{1/2}}. \quad (2)$$

Поперечное волновое число  $k_\perp = \lambda_j/a$ , где  $\lambda_j$  — нули функции Бесселя  $J_0(\lambda) = 0$ .

Радиальные БМЗ-колебания (sausage mode), дающие наибольший вклад в модуляцию излучения арок, могут испытывать заметное затухание, связанное с их излучением в окружающую среду [8],

$$\gamma_a = \frac{\pi}{2} \omega_f \left( \frac{\rho_e}{\rho_i} - \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2} \right), \quad \frac{\rho_e}{\rho_i} > \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2}. \quad (3)$$

Механизм акустического затухания понятен: колебания арки сопровождаются возбуждением волн во внешней среде, на что затрачивается энергия колебаний. Акустическое затухание отсутствует при  $\rho_e/\rho_i < k_\parallel^2/k_\perp^2$ , что соответствует полному внутреннему отражению, т.е. "толстая" арка с  $l/a < 1,3(\rho_i/\rho_e)^{1/2}$  — идеальный резонатор для БМЗ-волн. Осцилляции на глобальной БМЗ-моде наблюдали в солнечной вспышке 12 января 2000 г., зарегистрированной на частоте 17 ГГц радиогелиографом Nobeyama [9]. При этом все участки вспышечной арки колебались синфазно с периодом  $P \approx l/c_{Ai} \approx 15$  с.

Случай  $m = 1$  соответствует изгибным (kink) колебаниям арок (см. рис. 1), которые впервые были зарегистрированы TRACE. При  $k_\parallel a \ll 1$  и  $B_e \approx B_i$  из уравнения (1) определяется частота изгибной моды [10]

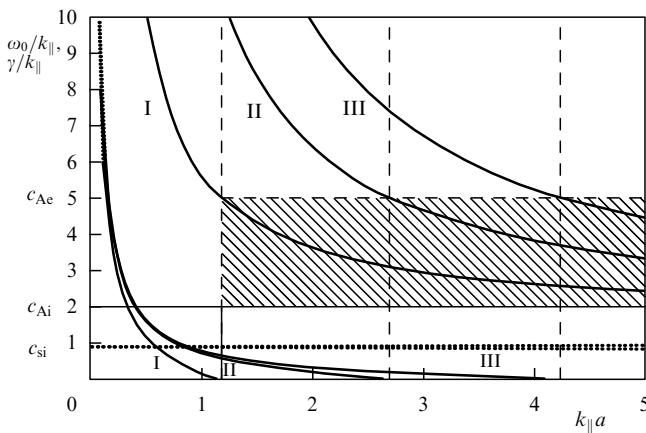
$$\omega_k \approx k_\parallel \left( \frac{2}{1 + \rho_e/\rho_i} \right)^{1/2} c_{Ai}. \quad (4)$$

В событии 4 июля 1999 г. (см. рис. 1) фазовая скорость кинк-моды  $\omega/k_\parallel = 2l/P \approx 1000$  км с<sup>-1</sup>. Учитывая соотношение (4) и полагая  $\rho_e/\rho_i = 0,1$  в интервале плотности электронов в арке  $10^9$ – $10^{10}$  см<sup>-3</sup>, оцениваем величину магнитного поля:

$$B_i = \sqrt{2\pi} \frac{2l}{P} \sqrt{\rho_i \left( 1 + \frac{\rho_e}{\rho_i} \right)} \approx 10\text{--}33 \text{ Гс}.$$

Численное решение трансцендентного уравнения (1) с комплексной частотой осцилляций  $\omega = \omega_0 - iy$ , где  $y$  — декремент, представлено на рис. 2, где приведены зависимости  $\omega_0/k_\parallel$  и  $y/k_\parallel$  от  $k_\parallel a = \pi a/l$  для первых трёх гармоник БМЗ-колебаний [11].

Для сравнения [11] с результатами, полученными Эдвином и Робертсоном [7] для захваченных (trapped) мод, использованы такие же соотношения скоростей в короне Солнца, как и в [7]. Дисперсионные кривые в области захваченных мод в интервале  $c_{Ai} < \omega_0/k_\parallel < c_{Ae}$  (заштрихованная область на рис. 2) совпадают с таковыми в [7] и имеют естественное продолжение для  $\omega_0/k_\parallel > c_{Ae}$ . В [7] полагали  $\kappa_e^2 < 0$ , считая тем самым аргументы цилиндрических функций мнимыми величинами. В этом случае решение уравнения (1) для внешней области выражается через функцию Макдональда  $K_m(z) = (\pi/2)i^{m+1} H_m^{(1)}(iz)$ , т.е. решение (1) включает в себя моды без излучения как частный случай при мнимом  $\kappa_e a$ . Заметим, что моды без излучения имеют место только для "толстых" арок,  $k_\parallel a = \pi a/l > 1$ . В коронах Солнца (см. рис. 1) и звёзд арки — тонкие,



**Рис. 2.** Дисперсионные кривые и декременты акустического затухания для первых трёх гармоник БМЗ-колебаний при  $c_{se} = 0,5c_{si}$ ,  $c_{Ai} = 2c_{si}$ ,  $c_{Ae} = 5c_{si}$  [11].

$k_{\parallel}a < 1$ , т.е. МГД-моды являются излучающими. При этом период БМЗ-колебаний определяется не длиной арки, а её радиусом,

$$P_f = \frac{2\pi a}{\lambda_j \sqrt{c_{Ai}^2 + c_{si}^2}}. \quad (5)$$

На рисунке 2 показаны также ветви ММЗ-моды  $\omega_s = k_{\parallel}c_{si}$  и альвеновской моды  $\omega_A = k_{\parallel}c_{Ai}$ . Учёт кривизны магнитного поля корональной арки важен для баллонной моды желобковой неустойчивости [12].

В корональных арках наблюдают, наряду с колебаниями, распространяющиеся волны (рис. 3). Наблюдения обсерватории TRACE выявили продольные волны сжатия малой амплитуды (4–10 %) с периодами 3–12 мин и со средней скоростью распространения  $\approx 100$  км  $s^{-1}$  [13]. В этот интервал периодов входят и 5-минутные фотосферные осцилляции. Поток энергии этих волн  $\approx 0,3$  Вт  $m^{-2}$ , однако, значительно ниже величины 100 Вт  $m^{-2}$ , требуемой для нагрева короны Солнца до температуры  $10^6$  К.

Несжимаемые волны альвеновского типа более эффективно переносят энергию конвективных движений фотосфер звёзд в корону по сравнению с магнитозвуковыми волнами. Ранее считалось, что амплитуды альвеновских волн в короне Солнца не превышают 0,5 км  $s^{-1}$ , т.е. поток энергии недостаточен для нагрева короны.

Современные данные SDO [14] показали, что амплитуды могут достигать 20 км  $s^{-1}$ , т.е., возможно, энергии альвеновских волн достаточно для нагрева солнечной короны и ускорения солнечного ветра. Основная проблема заключается в выяснении механизма диссипации альвеновских волн.

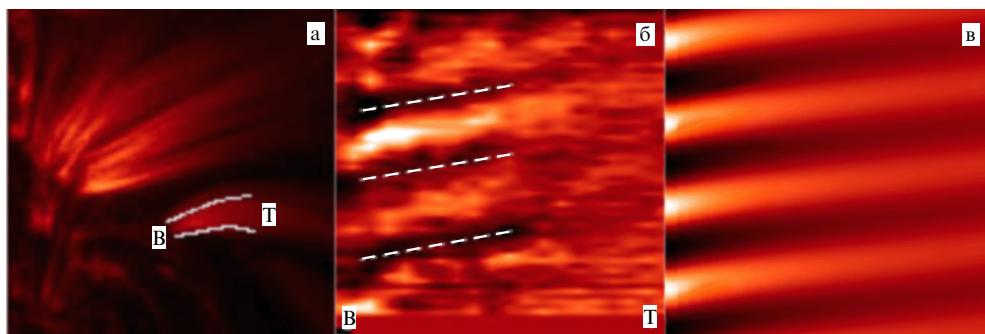
МГД-моды в рентгеновских джетах и спикулах описываются моделью плазменного цилиндра с одним закреплённым торцом [15].

### 3. Механизмы возбуждения и затухания магнитогидродинамических колебаний

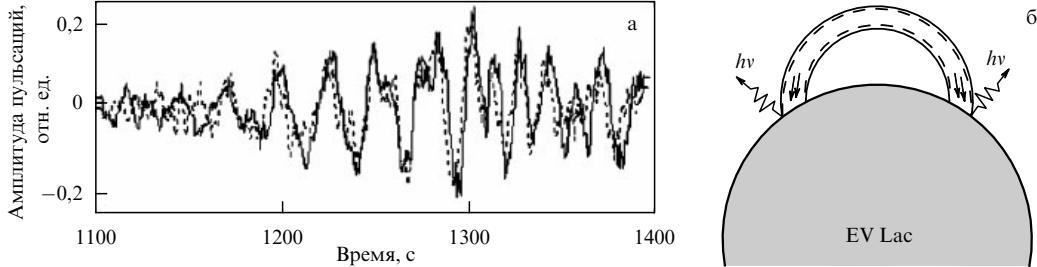
Распространённым механизмом генерации колебаний арок является их возбуждение внешним источником, которым может являться вспышка, эruption волокна либо электродинамически связанные соседние арка-триггер [16]. Если вспышечное энерговыделение происходит в самой корональной арке, то при достаточно быстром (импульсном) характере вспышки возможна генерация БМЗ-осцилляций арки [17]. БМЗ-моды арок могут возбуждаться и энергичными протонами на баунс-резонансе,  $\omega_f = s\Omega$ ,  $s = 1, 2, 3, \dots$ , где  $\Omega$  — частота осцилляций энергичных протонов между магнитными "пробками" корональной арки. При этом давление захваченных в арку протонов должно быть достаточно велико:  $\beta_{pr} > 0,2$  [8].

Кинк-мода (4) может генерироваться при солнечной вспышке и вследствие испарения горячей ( $> 10^7$  К) плотной хромосферной плазмы из оснований арки [18]. Распространение вещества хромосферы со скоростью  $V \geq 3 \times 10^7$  см  $s^{-1}$  вдоль магнитного поля арки с радиусом кривизны  $R$  вызывает появление центробежной силы  $F_c = \rho V^2 / R$ , "растягивающей" арку. Сила натяжения силовых линий стремится возвратить арку в исходное состояние, что приводит к колебаниям арки с периодом  $P_k = 2\pi / \omega_k$ . Возбуждение арок вследствие параметрического резонанса с акустическими 5-минутными осцилляциями фотосферы Солнца рассмотрено в разделе 6.

Добротность осцилляций солнечных и звёздных вспышек, как правило, невелика,  $Q = \pi\omega/\gamma = 10–30$ . Моды без излучения затухают вследствие диссипативных процессов внутри арки. Сказанное, за исключением специальных случаев, относится и к излучающим модам. Дело в том, что на границе арка–окружающая плазма имеется скачок импеданса для МГД-волн и отношение интенсивностей падающей и отражённой



**Рис. 3.** (а) Пример распространяющихся из оснований арочной структуры волн по наблюдениям TRACE (171 Å) 7 апреля 2000 г. (б) Диаграмма времени–расстояние, на которой видны распространяющиеся волны. (в) Результат моделирования распространяющегося возмущения [13].



**Рис. 4.** (а) Колебания излучения вспышки EV Lac 11.09.1998 в полосах U (сплошная кривая) и B (штриховая кривая) с периодом  $P \approx 13$  с [20]. (б) Схематическое представление пульсаций оптического излучения [21].

волн  $I_{\text{ref}}/I_{\text{inc}} = (Z_i - Z_e)^2/(Z_i + Z_e)^2$  может быть близко к единице. Импеданс БМЗ-волн  $Z = \rho(c_A^2 + c_s^2)^{1/2}$ . Если, например, отношение  $\rho_i/\rho_e \approx 30-100$  и  $\beta = 8\pi n k_B T/B^2 \approx (c_s/c_A)^2 \ll 1$ , то  $I_{\text{ref}} \approx I_{\text{inc}}$ . Общий декремент затухания БМЗ-волн  $\gamma_\Sigma = \gamma_J + \gamma_{\text{cond}} + \gamma_v + \gamma_{\text{rad}}$  содержит затухания, обусловленные джоулевой диссилиацией, электронной теплопроводностью, ионной вязкостью и радиационными потерями [19],

$$\begin{aligned} \gamma_J &= \frac{1}{2} \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega^2}{\omega_i^2} v_{ei}, \quad \gamma_{\text{cond}} = \frac{1}{3} \frac{m_e}{m_i} \beta^2 \frac{\omega^2}{v_{ei}} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta, \\ \gamma_v &= \frac{1}{12} \sqrt{\frac{m_i}{2m_e}} \left( \frac{V_{Ti}}{c_A} \right)^2 \frac{\omega^2}{v_{ei}} \sin^2 \vartheta, \quad \gamma_{\text{rad}} = \frac{2\pi}{3} \frac{n^2 \phi(T)}{B^2} \sin^2 \vartheta. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\vartheta$  — угол между  $\mathbf{B}$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ ,  $\omega_i$  — гирочастота ионов,  $v_{ei} \approx 60nT^{-3/2} \text{ с}^{-1}$ ,  $\phi(T) = 5 \times 10^{-20} T^{-1/2}$  — функция потерь для интервала температур  $10^6 < T < 10^7$  К [20]. В коронах Солнца и звёзд типа UV Ceti (активные красные карлики) основной вклад в затухание БМЗ-волн вносят электронная теплопроводность  $\gamma_{\text{cond}}$  и ионная вязкость  $\gamma_v$ . В хромосферах звёзд основной причиной затухания являются потери на излучение  $\gamma_{\text{rad}}$ .

#### 4. Диагностика параметров вспышечных арок

Гипотеза о модуляции излучения солнечных и звёздных вспышек МГД-колебаниями арок успешно привлекается для диагностики вспышечной плазмы. В коронах звёзд колебания арок модулируют радиоизлучение, а в хромосфере и фотосфере — оптическое, рентгеновское излучение и гамма-излучение, обусловленные вторжением энергичных частиц в плотные основания вспышечных арок. Интенсивность излучения из оснований пропорциональна потоку "высыпающихся" ускоренных частиц,  $F \sim \ln_1/\sigma t_D(\sigma)$ . Здесь  $n_1$  — плотность энергичных частиц,  $\sigma = B_{\max}/B_{\min}$  — пробочное отношение арки,  $t_D(\sigma)$  — время питч-угловой диффузии частиц в конус потерь, зависящее от режима диффузии. Относительные вариации потока излучения пропорциональны изменениям пробочного отношения, вызванного колебаниями магнитного поля, т.е.  $\delta F/F \approx \delta\sigma/\sigma \approx \delta B/B$ . Для определения  $\delta B$  считаем, что для генерации БМЗ-колебаний расходуется работа, производимая давлением плазмы над магнитным полем арки при импульсном нагреве:  $\delta p \approx n k_B T$ . Следовательно,  $\delta B/B \approx 4\pi n k_B T/B^2$  и глубина модуляции излучения [17]

$$\Delta = \frac{\delta F}{F} \approx \frac{4\pi n k_B T}{B^2} = \frac{\beta}{2}. \quad (7)$$

Из трёх уравнений для периода БМЗ-колебаний (5) при  $\lambda_0 = 2,4$ , добротности колебаний  $Q = \pi\omega/(\gamma_{\text{cond}} + \gamma_v)$  и глубины модуляции излучения (7) получим формулы для определения параметров вспышечной плазмы:

$$\begin{aligned} T &\approx 1,2 \times 10^{-8} \frac{\tilde{r}^2 \Delta}{P^2 \chi} [\text{К}], \\ n &\approx 3,5 \times 10^{-13} \frac{\tilde{r}^3 \eta \Delta^{5/2} Q \sin^2 \vartheta}{P^4 \chi^{3/2}} [\text{см}^{-3}], \\ B &\approx 3,8 \times 10^{-18} \frac{Q^{1/2} \tilde{r}^{5/2} \eta^{1/2} \Delta^{5/4} \sin \vartheta}{P^3 \chi^{5/4}} [\Gamma \text{с}], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\tilde{r} = 2\pi a/\lambda_0$ ,  $\eta = 243\beta \cos^2 \vartheta + 1$ ,  $\chi = 10\Delta/3 + 1$ ,  $\vartheta = \arctan(k_\perp/k_\parallel) \approx \arctan(l/a)$ .

Приведём примеры диагностики. Пульсации во вспышке EV Lac 11.09.98 (рис. 4) наблюдались в ультрафиолетовом (U) и синем (B) диапазонах с периодом  $P \approx 13$  с, добротностью  $Q \approx 50$  и  $\Delta \approx 0,2$  [21]. Задавая  $a/l = 0,1$ , т.е.  $\vartheta \approx \arctan(\lambda_0 l/\pi a) \approx 76^\circ$ , и полагая  $\tilde{r} = 2,62a \approx 2,62 \times 10^9$  см, из (8) находим  $T \approx 3,7 \times 10^7$  К,  $n \approx 1,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и  $B \approx 320$  Гс.

Для пульсаций оптического излучения во вспышке EQ Peg B (M5e) с периодом  $P \approx 10$  с, добротностью  $Q \approx 30$  и  $\Delta \approx 0,1$  из (8) получаем  $T \approx 6 \times 10^7$  К,  $n \approx 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и  $B \approx 540$  Гс [22].

Популярный метод диагностики параметров звёздных корон [23] основан на предположении, что при остыании плазмы радиационные потери порядка потеря из-за электронной теплопроводности,  $\gamma_{\text{rad}} \approx \gamma_{\text{cond}} \approx 1/\tau_d$ . Тогда из измерений меры эмиссии EM и времени затухания вспышки  $\tau_d$  определяются температура, плотность и размер области излучения:

$$\begin{aligned} T [\text{К}] &= 4 \times 10^{-5} (\text{EM})^{0,25} \tau_d^{-0,25}, \\ n [\text{см}^{-3}] &= 10^9 (\text{EM})^{0,125} \tau_d^{-0,125}, \\ l [\text{см}] &= 5 \times 10^{-6} (\text{EM})^{0,25} \tau_d^{0,75}, \end{aligned}$$

а магнитное поле оценивается из условия  $\beta < 1$ . Наш подход позволяет из периода, добротности и глубины модуляции пульсаций получить три фундаментальных параметра:  $T$ ,  $n$  и  $B$ . Оба подхода увеличивают возможности диагностики звёздных корон.

Микроволновое излучение вспышек часто обусловлено гиросинхротронным излучением энергичных электронов со степенным энергетическим спектром  $N(E) \propto E^{-\alpha}$ . В этом случае интенсивность излучения из оптически тонкого и оптически толстого источников представ-

ляется в виде

$$I_v \propto \begin{cases} B^{0.9\alpha-0.22}, & \tau_v \ll 1, \\ B^{-0.52-0.08\alpha}, & \tau_v \gg 1. \end{cases} \quad (9)$$

Видно, что излучение оптически тонкого источника весьма чувствительно к изменениям магнитного поля. Более того, из (9) следует, что при разумных значениях  $\alpha$  пульсации излучения из оптически тонкого и оптически толстого источников будут в противофазе, что и наблюдалось в солнечной вспышке 31 мая 1990 г., зарегистрированной на частотах 9 ГГц ( $\tau_v \gg 1$ ) и 15 ГГц ( $\tau_v \ll 1$ ) [24]. Глубины модуляции для оптически тонкого и оптически толстого источников равны соответственно

$$\begin{aligned} \Delta_1(\tau_v < 1) &= 2(0.9\alpha - 1.22) \frac{\delta B}{B}, \\ \Delta_2(\tau_v > 1) &= 2(0.08\alpha + 1.02) \frac{\delta B}{B}. \end{aligned}$$

Поэтому

$$\alpha = \frac{1.22 + 1.02(\Delta_1/\Delta_2)}{0.9 - 0.08(\Delta_1/\Delta_2)}. \quad (10)$$

Для указанного события  $\Delta_1 = 5\%$ ,  $\Delta_2 = 2.5\%$ . Из (10) находим показатель степени спектра энергичных ( $> 30$  кэВ) электронов:  $\alpha = 4.4$ . Из формул для гироинхротронного излучения определяется и величина магнитного поля в источнике,  $B \approx 150$  Гс [25].

## 5. Корональные магнитные арки как эквивалентные электрические (RLC) контуры

Одной из важных задач корональной физики является диагностика электрических токов. Ток в радиоисточнике 3С 228 ( $I \approx 2.5 \times 10^9$  А) был определён с помощью вращения эллипса поляризации излучения (эффект Фарадея) [26]. Северный [27] впервые оценил величину тока ( $I \geq 10^{11}$  А) в окрестности солнечных пятен на основе магнитографических измерений. Основываясь на измерениях Северного, Альвен предложил описывать вспышечную арку в терминах витка с электрическим током. Модель Альвена [28] получила развитие в связи с наблюдениями вспышечных арок солнечными космическими обсерваториями. Модель вспышки в виде эквивалентного электрического контура описана в обзоре [29].

Примеры формирования магнитных трубок сходящимися потоками фотосферной плазмы приведены на рис. 5. На границах раздела соседних супергранул имеются встречные конвективные потоки, и вдоль границы

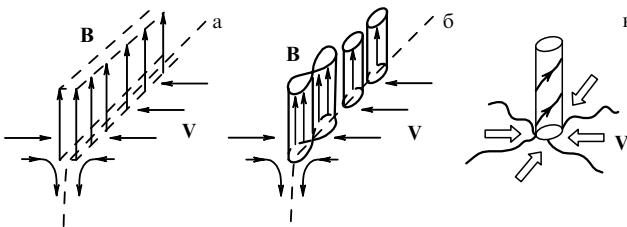


Рис. 5. Формирование трубок магнитного поля на границах ячеек супергрануляции: (а) формирование протяжённого тонкого магнитного слоя; (б) разбиение слоя на магнитные трубки в результате перестановочной неустойчивости; (в) формирование магнитной трубы в узле нескольких ячеек супергрануляции.

может возникать протяжённый слой магнитного поля относительно большой напряжённости (рис. 5а).

В этом слое может иметь место перестановочная неустойчивость типа неустойчивости Рэлея – Тейлора. В результате он разбивается на систему магнитных трубок с радиусом порядка толщины слоя (рис. 5б), которые могут образовать в короне арку из корональных магнитных арок. Если магнитная трубка сформирована в точке контакта более чем двух ячеек, то сходящийся поток фотосферной плазмы формирует из фонового магнитного поля компактную цилиндрическую магнитную трубку с током (рис. 5в). В самом деле, в верхней фотосфере гирочастота электронов превышает эффективную частоту электронно-атомных соударений,  $\omega_e \gg v'_{ea}$ , а гирочастота ионов меньше частоты ионно-атомных соударений,  $\omega_i \ll v'_{ia}$ . Электроны, следовательно, замагничены, а ионы увлекаются нейтральной компонентой плазмы, что приводит к возникновению радиального электрического поля разделения зарядов  $E_r$ . Поле  $E_r$  вместе с первоначальным магнитным полем  $B_z$  генерируют ток Холла  $j_\phi$ , который усиливает первоначальное магнитное поле  $B_z$ . Усиление магнитного поля происходит до тех пор, пока "сгребание" фонового магнитного поля не компенсируется диффузией магнитного поля. В результате формируется магнитная трубка, в которой магнитное поле определяется энерговкладом конвективного потока плазмы за время формирования трубы  $\sim R_0/V_r$ , где  $R_0 \sim 30000$  км — масштаб ячейки супергрануляции,  $V_r \sim 0.1–0.5$  км  $s^{-1}$  — горизонтальная скорость конвективного движения.

В корональной части арки плазменный параметр  $\beta \ll 1$  и структура арки является бессиловой, т.е. линии электрического тока направлены почти вдоль линий магнитного поля. Ток замыкается в подфотосферной области, в которой проводимость плазмы изотропна и ток течёт по кратчайшему пути от одного основания арки к другому.

Уравнение для колебаний тока малой амплитуды  $|\tilde{I}| \ll I$  имеет вид [30]

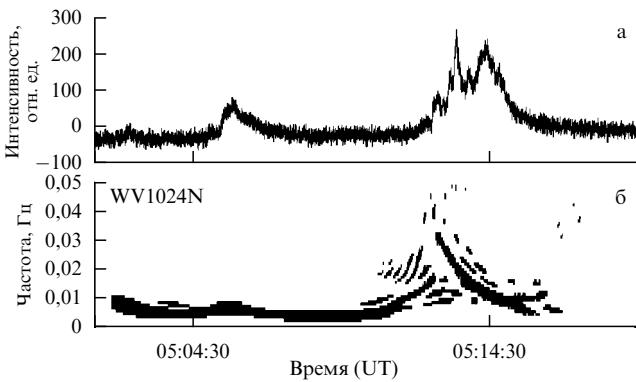
$$\frac{L}{c^2} \frac{d^2 \tilde{I}}{dt^2} + \left[ R(I) - \frac{|V_r|l}{ac^2} \right] \frac{d\tilde{I}}{dt} + \frac{\tilde{I}}{C(I)} = 0. \quad (11)$$

Здесь

$$\begin{aligned} R(I) &\approx \frac{4I^2 l \xi^2}{c^4 n m_i v'_{ia} \pi a^4}, & C(I) &\approx \frac{c^4 n m_i S^2}{2\pi l^2}, \\ L &= 2IA, & A &\approx \ln \frac{4l}{\pi a} - \frac{7}{4}, \end{aligned} \quad (12)$$

$\xi = \rho_a/\rho$  — относительная плотность нейтральных частиц,  $S$  — площадь сечения арки. Из уравнения (11) следует, что колебания контура нарастают, если  $R(I) < |V_r|l/ac^2$ , т.е. если ток в контуре меньше установившегося значения, и затухают, если фотосферная электродвижущая сила (э.д.с.) прекращает действовать. При этом затухание является достаточно медленным, поскольку добротность контура велика:  $Q = [cR(I)]^{-1} \times \sqrt{LC(I)} \sim 10^3–10^4$  для типичных вспышечных арок. Из соотношений (12) следует, что частота RLC-колебаний вспышечной арки при достаточно большом токе пропорциональна его величине [29]:

$$v_{RLC} = \frac{c}{2\pi\sqrt{LC(I)}} \approx \frac{1}{(2\pi)^{3/2} A^{1/2}} \frac{I}{ca^2 \sqrt{\rho}} \approx \frac{B_\phi}{2\pi a \sqrt{4\pi\rho}}. \quad (13)$$



**Рис. 6.** (а) Кривая блеска события 30.03.2001 по наблюдениям спектрополяриметра Нобеяма на частоте 17 ГГц. (б) Спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный методом Вигнера – Виля [32].

Условие синфазности осцилляций требует выполнения соотношений для альвеновского времени  $\tau_A = l/c_A < T_{RLC} = 1/v_{RLC}$ . Поскольку  $I \approx caB_\phi/2$ , скрученность магнитного поля арок должна быть малой,  $B_\phi/B_z < \pi\sqrt{2A}(a/l)$ , что и наблюдается в солнечных арках. Формула (13) соответствует альвеновским колебаниям корональной магнитной петли с волновым вектором величиной  $|\mathbf{k}| \approx a^{-1}$ , направленным под углом  $\cos\theta \approx (B_\phi/B_z)$  к магнитному полю. В этом случае

$$v_A = \frac{1}{2\pi} k c_A \cos\theta \approx \frac{1}{2\pi a} \frac{\sqrt{B_z^2 + B_\phi^2}}{\sqrt{4\pi\rho}} \frac{B_\phi}{B_z},$$

т.е. частота альвеновских колебаний совпадает с (13), поскольку  $B_\phi \ll B_z$ .

Формула (13) применяется для диагностики электрических токов во вспышках. Примером является событие 30 марта 2001 г. (рис. 6), наблюдавшееся в радиообсерватории Нобеяма [31]. Анализ квазипериодических пульсаций (частоты 0,001–0,005 ГГц) обнаружил возрастание тока перед вспышкой до  $10^{10}$  А и диссипацию тока в процессе вспышки.

Другим примером является солнечная вспышка 24.03.1991, зарегистрированная радиообсерваторией Метсахови на частоте 37 ГГц. Ток в ходе вспышки уменьшился от  $9 \times 10^{11}$  А до  $10^{11}$  А, запасённая перед вспышкой энергия составила величину  $W = LI^2/2 \sim 10^{32}$  эрг, а мощность энерговыделения —  $dW/dt \sim 10^{28}$  эрг  $s^{-1}$  [29].

## 6. Параметрический резонанс

Возбуждение звуковых колебаний в корональных магнитных арках возможно и при параметрическом резонансе с акустическими p-модами [29, 32]. Известно, что частота 5-минутных колебаний скорости фотосферной конвекции на Солнце (p-мод) меньше частоты отсечки, т.е. они отражаются от области температурного минимума. Однако анализ наблюдений Солнца радиообсерваторией Метсахови на частоте 11,7 ГГц выявил наличие 5-минутных колебаний [32]. Каким образом они проникают в корону? Более того, в спектре колебаний, кроме 5-минутного периода, обнаруживаются ещё два низкочастотных сигнала длительностью 3,3 и 10 мин. Проникновение p-мод в корону можно объяснить параметрическим возбуждением звуковых колеба-

ний в корональных арках. Колебания скорости фотосферной конвекции  $|V_r| = V_0 + V_\infty \sin\omega t$  модулируют э.д.с. в основаниях арки. В результате модулируется текущий в арке электрический ток  $I_z = I_0 + I_\infty$ . Из условия равновесия трубы по радиусу следует, что давление в трубке также периодически изменяется с амплитудой  $p_\infty = 4I_0I_\infty/3\pi c^2 a^2$ . В результате скорость звука оказывается периодически промодулированной,

$$c_s = \left( \frac{\gamma k_B T_0}{m_i} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{\delta T}{T_0} \right) = \\ = c_{s0} \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{I_0^2}{\pi c^2 a^2 p_0} \frac{I_\infty}{I_0} \cos\omega t \right), \quad (14)$$

и уравнение для продольной скорости плазмы в звуковых колебаниях принимает вид уравнения Маттье, описывающего параметрическую неустойчивость [33]:

$$\frac{d^2 V_z}{dt^2} + \omega_0^2 (1 + q \cos\omega t) V_z = 0, \quad (15)$$

где собственная частота звуковых колебаний арки  $\omega_0 = k_{\parallel} c_{s0}$ ,  $k_{\parallel} = s\pi/l$ ,  $s = 1, 2, 3, \dots$ ,  $p_0 = 2nk_B T_0$ ,  $\gamma = c_p/c_v$ , параметр  $q = 4(\gamma - 1)I_0 I_\infty / 3\gamma \pi c^2 a^2 p_0$ . Параметрическая неустойчивость возникает в узких зонах вблизи частот  $\omega_n = n\omega_0/2$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Это означает, что если на корональную арку воздействуют 5-минутные фотосферные колебания, то в арке возможно возбуждение акустических колебаний с периодами 10 мин (субгармоника), 5 мин (накачка) и 3,3 мин (первая верхняя частота параметрического резонанса). Таким образом, энергия 5-минутных фотосферных колебаний, которые в обычных условиях отражаются от температурного минимума, будет проникать в корону, и эта энергия может служить важным источником нагрева корональной плазмы. Оценки [34] показали, что нагрев короны Солнца превосходит радиационное охлаждение при токе  $I_0 > 7 \times 10^9$  А.

## 7. Диагностика корон магнитаров

Ещё одной иллюстрацией эффективности методов корональной сейсмологии является диагностика корон магнитаров — нейтронных звёзд с радиусом  $\sim 10$  км, массой  $\sim 1.5M_\odot$  и магнитным полем  $B \sim 10^{14} - 10^{15}$  Гс. Энергия первого импульса рентгеновской вспышки магнитара достигает  $10^{46}$  эрг [35], что на 14 порядков превышает энергию наиболее сильных солнечных вспышек. После первого импульса длительностью около 1 с следует "пульсирующий хвост" (частоты от 20 до 2400 Гц) длительностью 200–400 с [36]. Существующие модели не в состоянии объяснить высокую добротность таких пульсаций,  $Q \approx 10^5 - 10^7$ . Корону магнитара, состоящую из захваченной магнитным полем горячей плазмы (trapped fireball), с которой связывают "пульсирующий хвост", можно представить в виде системы магнитных арок различного размера, электрический ток в которых замыкается в металлической коре звезды [37]. Собственные частоты и добротность арок выражаются соотношениями  $\omega = (LC)^{-1/2}$ ,  $Q = R^{-1} \sqrt{L/C}$ , где  $L = 2lA$ ,  $C \approx \epsilon_A S/l$ , а диэлектрическая проницаемость среды для альвеновских волн  $\epsilon_A = c^2/c_A^2 \approx 1$ , поскольку из дисперсионного соотношения для альвеновских волн  $\omega_A = k_{\parallel}c[1 + (4\pi\rho c^2/B^2)]^{-1/2}$  следует, что в короне магнитара  $c_A \approx c$ .

Приведём пример диагностики короны SGR 1806-20 при вспышке 27 декабря 2004 г. [37]. Энергия "пульсирующего хвоста" составляла порядка  $10^{44}$  эрг. Для "средней" арки считаем, что запасённая в ней энергия  $\approx 2 \times 10^{43}$  эрг. Полагая длину и радиус петли соответственно  $l = 3 \times 10^6$  см,  $a = 3 \times 10^5$  см, находим её индуктивность  $L \approx 5 \times 10^6$  см =  $5 \times 10^{-3}$  Гн. Считая, что выделилась значительная часть запасённой энергии "средней" арки ( $W \approx 2 \times 10^{43}$  эрг =  $2 \times 10^{36}$  Дж), определяем ток  $I = (2W/L)^{1/2} \approx 3 \times 10^{19}$  А. По найденному значению тока оцениваем величину  $\varphi$ -компоненты магнитного поля в арке  $B_\varphi \approx I/ca \approx 10^{13}$  Гс. Концентрация электронно-позитронных пар  $n$  в источнике определяется величиной тока  $I = encS$  и сечением корональной петли  $S$  с радиусом  $a = 3 \times 10^5$  см. При токе  $I = 3 \times 10^{19}$  А величина  $n = 2 \times 10^{16}$  см $^{-3}$ , т.е. ленгмюровская частота  $v_L = 1,3 \times 10^{12}$  Гц находится в терагерцевом интервале частот.

Мощность энерговыделения "средней" арки  $dW/dt \approx \approx 2 \times 10^{40}$  эрг с $^{-1}$  =  $2 \times 10^{33}$  Вт. Величина сопротивления арки в "пульсирующем хвосте"  $R = (dW/dt)I^{-2} \approx \approx 2 \times 10^{-6}$  Ом. Такое сопротивление можно связать с аномальной проводимостью, возникающей при возбуждении мелкомасштабных плазменных волн. Минимальная (20 Гц) и максимальная (2400 Гц) частоты пульсаций SGR 1806-20 позволяют оценить ёмкость токонесущих магнитных петель. В результате получаем  $C_1 \approx 1,5 \times 10^{-2}$  Ф,  $C_2 \approx 8 \times 10^{-7}$  Ф, а значения добротностей для минимальных и максимальных частот  $Q_1 \approx \approx 3 \times 10^5$  и  $Q_2 \approx 10^7$ . Заметим, что найденная величина магнитного поля  $B \approx 10^{13}$  Гс меньше квантово-электродинамического порога  $B_{QED} = 4,4 \times 10^{13}$  Гс, при котором нерелятивистская энергия Ландау  $\hbar eB/m_e c$  сравнима с массой покоя электрона  $m_e c^2$ .

## 8. Заключение

Естественные проявления солнечной и звёздной активности — колебания и волны, модулирующие излучение Солнца и звёзд, содержат информацию о параметрах корон, часто уникальную. При этом корональная сейсмология является эффективным способом диагностики звёздных корон. Многообразие колебательных и волновых процессов в коронах Солнца и звёзд не ограничивается рассмотренными случаями. В данном докладе не отражены сейсмология протуберанцев, сейсмология солнечных пятен, представляющие отдельные разделы гелиосейсмологии. Развитие методов корональной сейсмологии стимулируется новыми многоволновыми наблюдениями активности Солнца и звёзд. Последние обзоры достижений корональной сейсмологии [29, 38] уже сейчас требуют дополнений. Так, недавние наблюдения SDO [39] обнаружили проявления неустойчивости Кельвина — Гельмгольца на границе выброса корональной плазмы.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00103-а, 12-02-00616-а, 12-02-92703-ИНД\_а, программами Президиума РАН П-21 и П-22, а также программами ведущих научных школ НШ-1625.2012.2 и НШ-4185.2012.2.

## Список литературы

1. Kosovichev A G, Duvall T L (Jr.), Scherrer P H *Solar Phys.* **192** 159 (2000)
2. Scherrer P H et al. *Solar Phys.* **275** 207 (2012)
3. Uchida Y *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **22** 341 (1970)
4. Rosenberg H *Astron. Astrophys.* **9** 159 (1970)
5. Aschwanden M J et al. *Solar Phys.* **206** 99 (2002)
6. Зайцев В В, Степанов А В *Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца* (37) 3 (1975)
7. Edwin P M, Roberts B *Solar Phys.* **88** 179 (1983)
8. Meerson B I, Sasorov P V, Stepanov A V *Solar Phys.* **58** 165 (1978)
9. Nakariakov V M, Melnikov V F, Reznikova V E *Astron. Astrophys.* **412** L7 (2003)
10. Nakariakov V M, Ofman L *Astron. Astrophys.* **372** L53 (2001)
11. Копылова Ю Г и др. *Письма в Астрон. журн.* **33** 792 (2007) [Kopylova Yu G et al. *Astron. Lett.* **33** 706 (2007)]
12. Tsap Y T et al. *Solar Phys.* **253** 161 (2008)
13. De Moortel I *Space Sci. Rev.* **149** 65 (2009)
14. McIntosh S W et al. *Nature* **475** 477 (2011)
15. Vasheghani Farahani S et al. *Astron. Astrophys.* **498** L29 (2009)
16. Nakariakov V M et al. *Astron. Astrophys.* **452** 343 (2006)
17. Зайцев В В, Степанов А В *Письма в Астрон. журн.* **8** 248 (1982) [Zaitsev V V, Stepanov A V *Sov. Astron. Lett.* **8** 132 (1982)]
18. Зайцев В В, Степанов А В *Письма в Астрон. журн.* **15** 154 (1989) [Zaitsev V V, Stepanov A V *Sov. Astron. Lett.* **15** 66 (1989)]
19. Брагинский С И, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 1 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 183 [Braginskii S I, in *Reviews in Plasma Physics* Vol. 1 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1965) p. 205]
20. Priest E R *Solar Magneto-hydrodynamics* (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1982)
21. Степанов А В и др. *Письма в Астрон. журн.* **31** 684 (2005) [Stepanov A V et al. *Astron. Lett.* **31** 612 (2005)]
22. Цап Ю Т и др. *Письма в Астрон. журн.* **37** 53 (2011) [Tsap Yu T et al. *Astron. Lett.* **37** 49 (2011)]
23. Haisch B M, in *Activity in Red-Dwarf Stars. Proc. of the 71st Colloquium of the IAU, Catania, Italy, August 10–13, 1982* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 102, Eds P B Byrne, M Rodonò) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983) p. 255
24. Qin Z et al. *Solar Phys.* **163** 383 (1996)
25. Копылова Ю Г, Степанов А В, Цап Ю Т *Письма в Астрон. журн.* **28** 870 (2002) [Kopylova Yu G, Stepanov A V, Tsap Yu T *Astron. Lett.* **28** 783 (2002)]
26. Spangler S R *Astrophys. J.* **670** 841 (2007)
27. Severny A *Space Sci. Rev.* **3** 451 (1964)
28. Alfvén H, Carlqvist P *Solar Phys.* **1** 220 (1967)
29. Зайцев В В, Степанов А В *УФН* **178** 1165 (2008) [Zaitsev V V, Stepanov A V *Phys. Usp.* **51** 1123 (2008)]
30. Zaitsev V V et al. *Astron. Astrophys.* **337** 887 (1998)
31. Зайцев В В и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **54** 243 (2011) [Zaitsev V V et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **54** 219 (2011)]
32. Кислякова К Г и др. *Астрон. журн.* **88** 303 (2011) [Kislyakova K G et al. *Astron. Rep.* **55** 275 (2011)]
33. Ландау Л Д, Лившиц Е М *Механика* (М.: Гос. изд. физ.-мат. лит.-ры, 1958) [Landau L D, Lifshitz E M *Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1960)]
34. Зайцев В В, Кислякова К Г *Астрон. журн.* **87** 410 (2010) [Zaitsev V V, Kislyakova K G *Astron. Rep.* **54** 367 (2010)]
35. Terasawa T et al. *Nature* **434** 1110 (2005)
36. Strohmayer T E, Watts A L *Astrophys. J.* **653** 593 (2006)
37. Степанов А В, Зайцев В В, Валтаоja Э *Письма в Астрон. журн.* **37** 303 (2011) [Stepanov A V, Zaitsev V V, Valtaoja E *Astron. Lett.* **37** 276 (2011)]
38. Nakariakov V M, Erdélyi R (Guest Eds) "Solar coronal seismology" *Space Sci. Rev.* **149** (1–4) (2009)
39. Foullon C et al. *Astrophys. J.* **729** L8 (2011)