

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.grad.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

В.В. Зайцев. Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, РФ. E-mail: 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

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 Учида [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 трубки). Солнечные спикюлы, джеты, стримеры — примеры открытых конфигураций. К закрытым относятся активные вспыхивающие области, состоящие из системы арок, редко из одной арки (single loop flare). Вспыхивающие 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 всплеск промодулировано в широком диапазоне, включая радиоизлучение, оптическое, рентгеновское и гамма-излучение. Характеристики таких модуляций используются для диагностики параметров всплеск.

Для описания волновых и колебательных процессов в коронах звёзд применяются в основном два подхода. В первом корональные магнитные арки и трубки 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 в заморожены в

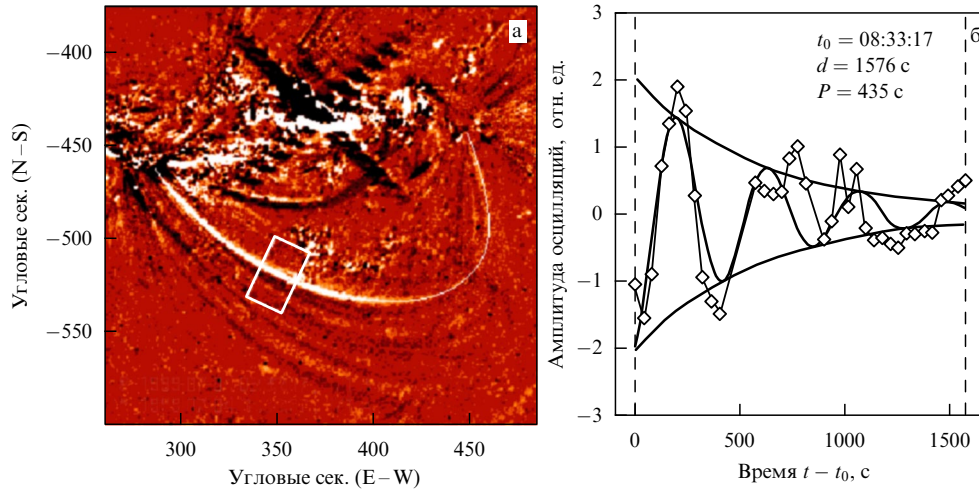


Рис. 1. (а) Пример осцилляций корональной арки при вспышке 4 июля 1999 г., зарегистрированных космической обсерваторией TRACE в линии 171 Å; (б) их аппроксимация экспоненциально затухающими периодическими колебаниями. Период пульсаций $P = 435$ с, длительность пульсаций $d = 1576$ с, амплитуда порядка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

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

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

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 $m = 0$ из (1) находим частоту быстрых (БМЗ) и медленных (ММЗ) магнито-звуковых 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 λ_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 резона-

тор для БМЗ-волн. Осцилляции на глобальной БМЗ-моду наблюдали в солнечной вспышке 12 января 2000 г., зарегистрированной на частоте 17 ГГц радиогелиографом Nobeyama [9]. При этом все участки вспыхивающей 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⁻¹. Учитывая соотношение (4) и полагая $\rho_e/\rho_i = 0,1$ в интервале плотности электронов в арке $10^9 - 10^{10}$ см⁻³, оцениваем величину магнитного поля:

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

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

Для сравнения [11] с результатами, полученными Эдвином и Робертсом [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,

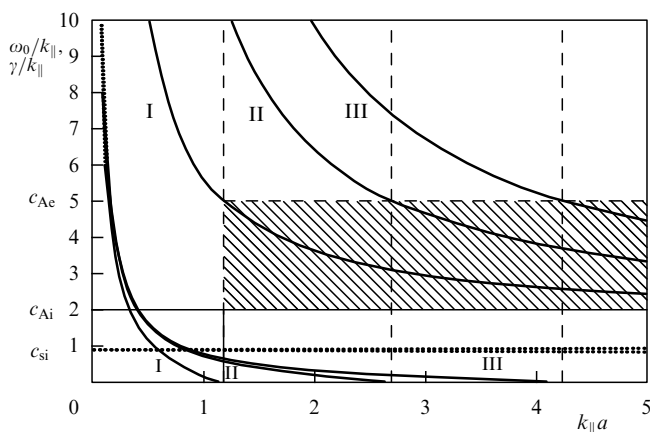


Рис. 2. Дисперсионные кривые и декременты акустического затухания для первых трёх гармоник БМЗ-колебаний при $c_{se} = 0,5c_{si}$, $c_{Ai} = 2c_{si}$, $c_{Ae} = 5c_{si}$ [11].

$k_{||}a < 1$, 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 $\omega_s = k_{||}c_{si}$ и альвеновской моды $\omega_A = k_{||}c_{Ai}$. 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 $\approx 100 \text{ км с}^{-1}$ [13]. В этот интервал периодов входят и 5-минутные фотосферные осцилляции. Поток энергии этих волн $\approx 0,3 \text{ Вт м}^{-2}$, однако, значительно ниже величины 100 Вт м^{-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 $0,5 \text{ км с}^{-1}$, т.е. поток энергии недостаточен для нагрева короны.

Современные данные SDO [14] показали, что амплитуды могут достигать 20 км с^{-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, эрупция волокна либо электродинамически связанная соседняя 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 Ω — 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 ($\geq 10^7 \text{ К}$) плотной хромосферной плазмы из оснований арки [18]. Распространение вещества хромосферы со скоростью $V \geq 3 \times 10^7 \text{ см с}^{-1}$ 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 вернуть 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

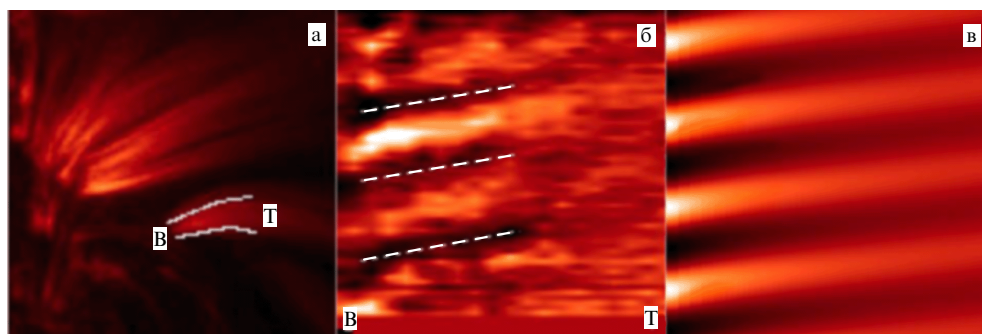


Рис. 3. (а) Пример распространяющихся из оснований арочной структуры волн по наблюдениям TRACE (171 Å) 7 апреля 2000 г. (б) Диаграмма время–расстояние, на которой видны распространяющиеся волны. (в) Результат моделирования распространяющегося возмущения [13].

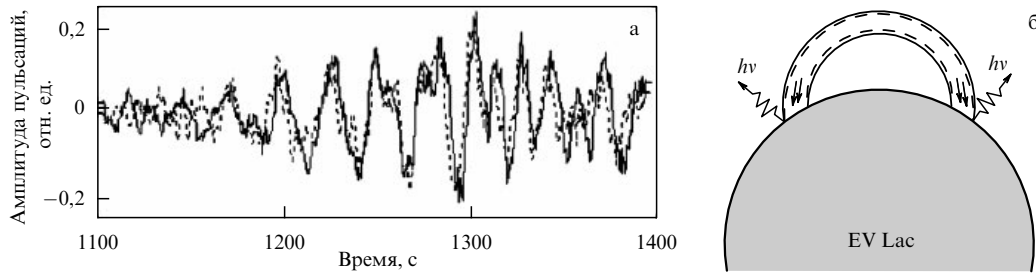


Рис. 4. (а) Колебания излучения вспышки EV Lac 11.09.1998 в полосах U (сплошная кривая) и В (штриховая кривая) с периодом $P \approx 13$ с [20]. (б) Схематическое представление пульсаций оптического излучения [21].

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 диссипацией, электронной теплопроводностью, ионной вязкостью и радиационными потерями [19],

$$\gamma_J = \frac{1}{2} \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega^2}{\omega_i^2} v_{ei}, \quad \gamma_{\text{cond}} = \frac{1}{3} \frac{m_e}{m_i} \beta^2 \frac{\omega^2}{v_{ei}} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta, \quad (6)$$

$$\gamma_v = \frac{1}{12} \sqrt{\frac{m_i}{2m_e}} \left(\frac{V_{Ti}}{c_A} \right)^2 \frac{\omega^2}{v_{ei}} \sin^2 \vartheta, \quad \gamma_{\text{rad}} = \frac{2\pi}{3} \frac{n^2 \phi(T)}{B^2} \sin^2 \vartheta.$$

Здесь ϑ — угол между $\mathbf{B}$ и волновым вектором $\mathbf{k}$, ω_i — гирочастота ионов, $v_{ei} \approx 60 n T^{-3/2} \text{ с}^{-1}$, $\phi(T) = 5 \times 10^{-20} T^{-1/2}$ — функция потерь для интервала температур $10^6 < T < 10^7 \text{ K}$ [20]. В коронах Солнца и звёзд типа UV Cet (активные красные карлики) основной вклад в затухание БМЗ-волн вносят электронная теплопроводность γ_{cond} и ионная вязкость γ_v . В хромосферах звёзд основной причиной затухания являются потери на излучение γ_{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 "выскапывающихся" ускоренных частиц, $F \sim I_{\text{H}} / \sigma t_D(\sigma)$. Здесь n_1 — плотность энергичных частиц, $\sigma = B_{\text{max}}/B_{\text{min}}$ — 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 δB 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:

$$T \approx 1.2 \times 10^{-8} \frac{\tilde{r}^2 \Delta}{P^2 \chi} [\text{K}],$$

$$n \approx 3.5 \times 10^{-13} \frac{\tilde{r}^3 \eta \Delta^{5/2} Q \sin^2 \vartheta}{P^4 \chi^{3/2}} [\text{см}^{-3}], \quad (8)$$

$$B \approx 3.8 \times 10^{-18} \frac{Q^{1/2} \tilde{r}^{5/2} \eta^{1/2} \Delta^{5/4} \sin \vartheta}{P^3 \chi^{5/4}} [\text{Гс}],$$

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 $\tilde{r} = 2.62a \approx 2.62 \times 10^9 \text{ см}$, из (8) находим $T \approx 3.7 \times 10^7 \text{ K}$, $n \approx 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $B \approx 320 \text{ Гс}$.

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 $T \approx 6 \times 10^7 \text{ K}$, $n \approx 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $B \approx 540 \text{ Гс}$ [22].

Популярный метод диагностики параметров звёздных корон [23] основан на предположении, что при остывании плазмы радиационные потери порядка потерь 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 τ_d определяются температура, плотность и размер области излучения:

$$T [\text{K}] = 4 \times 10^{-5} (\text{EM})^{0.25} \tau_d^{-0.25},$$

$$n [\text{см}^{-3}] = 10^9 (\text{EM})^{0.125} \tau_d^{-0.125},$$

$$l [\text{см}] = 5 \times 10^{-6} (\text{EM})^{0.25} \tau_d^{0.75},$$

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 гиротронным 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 α 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 гиротронного 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 ЗС 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 вспыхивающую арку в терминах витка с электрическим током. Модель Альвена [28] получила развитие в связи с наблюдениями вспыхивающих 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

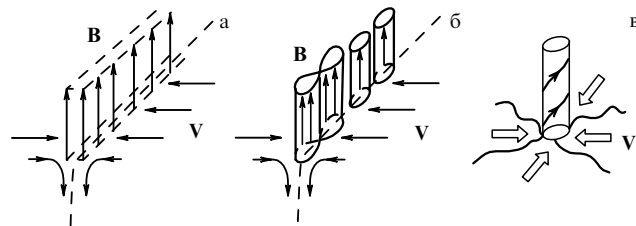


Рис. 5. Формирование трубок магнитного поля на границах ячеек супергрануляции: (а) формирование протяжённого тонкого магнитного слоя; (б) разбиение слоя на магнитные трубки в результате перестановочной неустойчивости; (в) формирование магнитной трубки в узле нескольких ячеек супергрануляции.

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 аркаду 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, $\omega_e \gg \nu'_{ea}$, а гирочастота ионов меньше частоты ионно-атомных соударений, $\omega_i \ll \nu'_{ia}$. 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_ϕ , 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 трубки $\sim R_0/V_r$, где $R_0 \sim 30000$ км — масштаб ячейки супергрануляции, $V_r \sim 0,1-0,5$ км с⁻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

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

$\xi = \rho_a/\rho$ — 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 вспыхивающих арок. Из соотношений (12) следует, что частота RLC-колебаний вспыхивающей арки при достаточно большом токе пропорциональна его величине [29]:

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

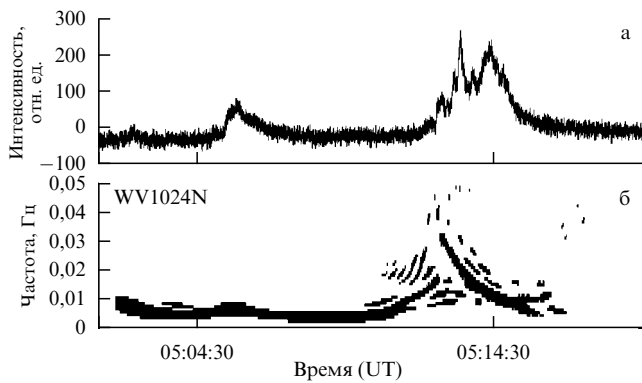


Рис. 6. (а) Кривая блеска события 30.03.2001 по наблюдениям спектрополяриметра Нобея на частоте 17 ГГц. (б) Спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный методом Вигнера – Вилля [32].

Условие синфазности осцилляций требует выполнения соотношений для альвеновского времени $\tau_A = l/c_A < T_{RLC} = 1/\nu_{RLC}$. 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 Нобея [31]. Анализ квазипериодических пульсаций (частоты 0,001–0,005 Гц) 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 9×10^{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 р-модами [29, 32]. Известно, что частота 5-минутных колебаний скорости фотосферной конвекции на Солнце (р-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 р-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 трубки по радиусу следует, что давление в трубке также периодически изменяется с амплитудой $p_\infty = 4I_0 I_\infty / 3\pi c^2 a^2$. 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 Матье, 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 $\omega_n = n\omega/2$, $n = 1, 2, 3, \dots$. 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 ~ 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 $L = 2l/A$, $C \approx \epsilon_A S/l$, 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 выделялась 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 ϕ -компоненты магнитного поля в арке $B_\phi \approx I/ca \approx 10^{13}$ 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 $\nu_L = 1,3 \times 10^{12}$ Гц находится в терагерцевом интервале частот.

Мощность энергоснабжения "средней" арки $dW/dt \approx 2 \times 10^{40}$ эрг с $^{-1}$ $= 2 \times 10^{33}$ Вт. Величина сопротивления арки в "пульсирующем хвосте" $R = (dW/dt) I^{-2} \approx 2 \times 10^{-6}$ 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 $Q_1 \approx 3 \times 10^5$ 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, астрономии 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, Валтаоя 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)

PACS numbers: 26.60.-c, 67.10.-j, 97.60.Jd
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201209g.1006

Сверхтекучие нейтронные звёзды

П.С. Штернин, Д.Г. Яковлев

1. Остывание нейтронных звёзд и свойства сверхплотного вещества

В докладе описаны недавние результаты обработки наблюдений (выполненных в 2000–2010 гг. орбитальной рентгеновской обсерваторией "Чандра") молодой (возраст около 330 лет) нейтронной звезды в остатке сверхновой Кассиопея А. Результаты свидетельствуют, что нейтронная звезда имеет углеродную атмосферу и остаётся горячей, но заметно остывает, так что за 10 лет наблюдений температура поверхности упала на 4 %. Эти первые наблюдения остывания изолированной нейтронной звезды в реальном времени трудно объяснить с помощью теории остывания несверхтекучих нейтронных звёзд, но они естественным образом объясняются, если в сверхплотном ядре звезды имеется сильная сверхтекучесть протонов (с критической температурой выше 3×10^9 К) и умеренная сверхтекучесть нейтронов (с максимумом критической температуры $\sim (5-9) \times 10^8$ К по ядру звезды). Если это так, то данные наблюдения представляют собой серьёзное свидетельство наличия сверхтекучести в ядрах нейтронных звёзд.

Типичные массы нейтронных звёзд составляют $M \sim 1,4 M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца), а типичные радиусы — $R \sim 10-14$ км. Поэтому нейтронные звёзды являются очень компактными и содержат сверхплотное вещество (см., например, [1–3]). Средняя плотность вещества звезды составляет несколько ρ_0 , а плотность в центре звезды может превышать $(10-15)\rho_0$, где $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$ г см⁻³ — плотность материи в атомных ядрах. Вследствие высокой плотности пространство-время вокруг нейтронных звёзд заметно искривляется, понятия массы и радиуса становятся неоднозначными (например, барионная масса отличается от гравитационной [2]). Здесь и ниже M означает гравитационную массу, а R — окружный радиус звезды. По современным представлениям, нейтронная звезда имеет достаточно тонкую кору (толщиной $\lesssim 1$ км и массой $\lesssim 0,01 M_\odot$) и обширное, содержащее сверхплотную ядерную материю, ядро, которое простирается от области с плотностью $\rho \approx 0,5\rho_0$ до центра звезды. Ядро звезды часто подразделяют на внешнее ядро ($\rho \lesssim (2-3)\rho_0$) и более плотное внутреннее ядро. Внешнее ядро состоит из плотно упакованных нейтронов с примесью протонов, электронов и мюонов, а во внутреннем ядре могут появляться и другие частицы, в частности гипероны или свободные кварки. Все фермионы в ядре звезды сильно вырождены; типичные энергии Ферми составляют несколько сотен МэВ. Свойства сверхплотного вещества определяются сильным взаимодействием нуклонов и других частиц (например, гиперонов). Надёжная теория сверхплотного вещества до сих пор

отсутствует из-за трудностей описания сильного взаимодействия и многочастичных эффектов в веществе сверхъядерной плотности; экспериментальное исследование такого вещества в лаборатории затруднительно.

Один из важных аспектов проблемы — сверхтекучесть сверхплотного вещества (см., например, [2, 4, 5]). Нуклоны, а также гипероны и кварки могут образовывать куперовские пары и переходить в сверхтекучее состояние под действием притягивательной составляющей сильного взаимодействия. Во внутренней коре нейтронной звезды, где в веществе появляются свободные нейтроны [1], возможно спаривание нейтронов в синглетном состоянии. Однако вблизи границы между корой и ядром притяжение между нейтронами в синглетном состоянии сменяется отталкиванием и такая сверхтекучесть исчезает. Тем не менее взаимодействие в триплетном состоянии может быть притягивательным; тогда в ядре звезды возникает сверхтекучесть, обусловленная триплетным куперовским спариванием нейтронов. В ядре звезды ввиду относительно малой концентрации в нём протонов может возникнуть сверхтекучесть протонов в синглетном состоянии, которая (вследствие заряженности протонов) означает и сверхпроводимость. Возможна сверхтекучесть и других частиц (гиперонов, кварков). При плотности ρ много выше ρ_0 притягивательная составляющая взаимодействия между любыми частицами уменьшается и сверхтекучесть должна исчезать.

С точки зрения микроскопической теории, наличие сверхтекучести приводит к появлению щели в спектре энергии частиц вблизи уровня Ферми. При синглетном спаривании щель изотропна, а при триплетном — нет. Щель возникает при падении температуры T ниже критической температуры T_c , а далее увеличивается и достигает максимума при $T = 0$. Любая сверхтекучесть определяется типом спаривания частиц и критической температурой $T_c(\rho)$, которая зависит от плотности ρ . Как отмечалось выше, в нуклонном ядре звезды обычно рассматривают синглетную сверхтекучесть протонов и триплетную сверхтекучесть нейтронов с критическими температурами $T_{cp}(\rho)$ и $T_{cn}(\rho)$. Результаты расчётов критических температур очень сильно зависят от моделей взаимодействия частиц и методов учёта многочастичных эффектов. Расчёты предсказывают, что $T_{cn}, T_{cp} \lesssim 10^{10}$ К (при щели $\lesssim 1$ МэВ). Такая сверхтекучесть фактически не влияет на уравнение состояния вещества и на модели нейтронных звёзд, но сильно влияет [6] на теплоёмкость, нейтринные процессы, кинетические свойства и гидродинамику сверхплотного вещества.

Природа сверхплотного вещества до сих пор составляет важную нерешённую проблему физики и астрофизики. Эту проблему решают, сравнивая наблюдения и результаты теории нейтронных звёзд разными способами (описанными, например, в [2]). Самый мощный прогресс достигнут в измерении масс нейтронных звёзд-радиопульсаров, входящих в тесные двойные системы. Недавнее надёжное обнаружение [7] очень массивного радиопульсара J1614-2230 с массой $1,97 \pm 0,04 M_\odot$ сделало нереальными (позволило отвергнуть) все теоретические модели мягких и умеренно жёстких уравнений состояния сверхплотного вещества. Эти модели предсказывают, что вещество нейтронных звёзд является сравнительно легко сжимаемым, вследствие чего максимальные массы звёзд оказываются ниже массы радиопуль-

П.С. Штернин, Д.Г. Яковлев. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ;
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: pshternin@gmail.com, yak@astro.ioffe.rssi.ru

сара J1614-2230. Реалистичными остались лишь жёсткие уравнения состояния, которые позволяют звёздам иметь такую массу. Эти результаты свидетельствуют (см., например, [8]) в пользу нуклонных моделей сверхплотного вещества, делая менее вероятными (но не полностью исключая) модели вещества, в котором присутствуют и другие сильновзаимодействующие частицы, например гипероны или кварки. Однозначное решение проблемы природы сверхплотного вещества — дело будущего.

Ниже обсуждается другой метод исследования сверхплотного вещества — с помощью изучения остывания изолированных нейтронных звёзд (см., например, [9–13] и приведённые там ссылки). Нейтронные звёзды рождаются горячими (с внутренней температурой $\sim 10^{11}$ К) во вспышках сверхновых, но потом остывают. Уже примерно через полминуты после рождения звезда становится полностью прозрачной по нейтрино и остывает вследствие мощного нейтринного излучения из горячего ядра. Первые 10–200 лет звезда неизотермична внутри, а затем становится изотермичной; большой перепад температуры сохраняется лишь в тонкой теплоизолирующей оболочке вблизи поверхности. Через 10^5 – 10^6 лет звезда заметно охлаждается, нейтринное излучение ослабевает и основным механизмом охлаждения становится тепловое излучение фотонов с поверхности звезды. Теория даёт кривые остывания $T_s^\infty(t)$ — зависимость эффективной температуры поверхности звезды от её возраста t ; индекс ∞ указывает на температуру с учётом гравитационного красного смещения (для удалённого наблюдателя). Остывание зависит от свойств сверхплотного вещества в ядре звезды. Сравнивая теоретические кривые $T_s^\infty(t)$ с измеренными температурами поверхности нейтронных звёзд известного возраста, можно изучать свойства сверхплотного вещества. Результаты описаны в ряде обзоров [10–13].

Основным регулятором остывания нейтронных звёзд с возрастом $t \lesssim 10^5$ – 10^6 лет является нейтринное излучение. Для определённости здесь и ниже ограничимся моделями нейтронных звёзд с нуклонными ядрами. Ссылки на работы по остыванию звёзд более сложного ядерного состава можно найти в обзорах, указанных выше. Основные нейтринные процессы в звёздах с нуклонными ядрами перечислены в таблице, где через n обозначен нейтрон, p — протон, N — нуклон (n или p), l — электрон или мюон, $\bar{n}$ — квантинейтрон (аннигилирующий в куперовскую пару при наличии сверхтекучести). В таблице приведены также грубые оценки нейтринной светимости L_ν , обусловленной этими процессами в нейтронной звезде с внутренней температурой T ; $T_8 = T/10^8$ К. Первые три оценки сделаны без учёта влияния сверхтекучести, последняя оценка получена для звезды со сверхтекучими нейтронами после нейтринного всплеска, сопровождающего появление сверхтекучести (см. раздел 3).

Стандартным (базисным) нейтринным механизмом является модифицированный урка-процесс (цепочка из двух реакций, представленных в таблице). За 10^5 лет в результате этого процесса звезда охлаждается до температуры $T_s^\infty \sim 6 \times 10^5$ К. Есть и более слабые нейтринные процессы тормозного излучения нейтринных пар при столкновениях нуклонов; их три типа: nn , np , pp . Во внутреннем ядре массивной звезды с нуклонным ядром при некоторых уравнениях состояния возможен и гораздо более мощный прямой урка-процесс [14] (цепочка из двух реакций в таблице), ведущий к ускоренному остыванию (до температуры $T_s^\infty \sim 10^5$ К за 10^5 лет). Если прямой урка-процесс разрешён, то массивные звёзды быстро становятся очень холодными.

Сверхтекучесть нуклонов сильно влияет на нейтринное излучение и теплоёмкость ядра звезды, а тем самым и на их остывание (см. раздел 3). Влияние сверхтекучести давно учитывается при интерпретации наблюдений остывающих нейтронных звёзд, но поскольку критические температуры $T_{cn}(\rho)$ и $T_{cp}(\rho)$ фактически неизвестны, наблюдения можно объяснять многими способами (см., например, [10, 13]).

2. Нейтронная звезда в Кассиопее А

Интерес к остыванию нейтронных звёзд заметно возрос в 2009–2010 гг. после опубликования новых результатов обработки рентгеновских наблюдений остывающей нейтронной звезды в остатке сверхновой Кассиопея А. Этот остаток является ярчайшим радиоисточником в Галактике, оптически слабым вследствие сильного межзвёздного поглощения. Расстояние до него оценивается как $3,1_{-0,1}^{+0,3}$ пк [15], а возраст остатка уверенно определяется [16] как 330 ± 20 лет по наблюдениям динамики разлёта оболочки. Поиски компактного объекта (нейтронной звезды или чёрной дыры), образовавшегося при взрыве сверхновой, велись давно. Однако коллапсар — нейтронная звезда — был обнаружен в рентгеновских лучах [17] лишь после запуска орбитальной рентгеновской обсерватории "Чандра". Объект наблюдался этой обсерваторией много раз [18–20]. Наблюдаемый спектр аппроксимировался моделями чернотельного излучения, а также водородных или железных атмосфер, но каждый раз при этом получался малый радиус излучающей области (менее 5 км). Это похоже на излучение горячего пятна на поверхности звезды, однако излучение не пульсирует, несмотря на то что нейтронные звёзды обычно быстро вращаются и излучение пятна должно было бы заметно пульсировать.

Ситуация изменилась в 2009 г., когда Хо и Хейнке опубликовали результаты [21] интерпретации того же спектра излучения на основе модели углеродной атмосферы нейтронной звезды. Полученный радиус излучающей области, $R = 10$ – 18 км, согласуется с ожидаемым радиусом нейтронной звезды. Найденное значение массы звезды $M = (1,5$ – $2,4) M_\odot$ также попадает в ожидаемый

Таблица. Нейтринные светимости L_ν для основных реакций в нуклонном ядре нейтронной звезды

Механизм	Реакции	L_ν , эрг с ⁻¹
Прямой урка-процесс	$n \rightarrow pl\bar{\nu}_l, pl \rightarrow n\nu_l$	$\sim 10^{40} T_8^6$
Модифицированный урка-процесс	$nN \rightarrow pNl\bar{\nu}_l, pNl \rightarrow nN\nu_l$	$\sim 10^{32} T_8^8$
Столкновения нуклонов	$NN \rightarrow NN\nu\bar{\nu}$	$\sim (10^{30} - 10^{31}) T_8^8$
Куперовское спаривание нейтронов	$\bar{n}\bar{n} \rightarrow \nu\bar{\nu}$	$\lesssim (10^{33} - 10^{34}) T_8^8$

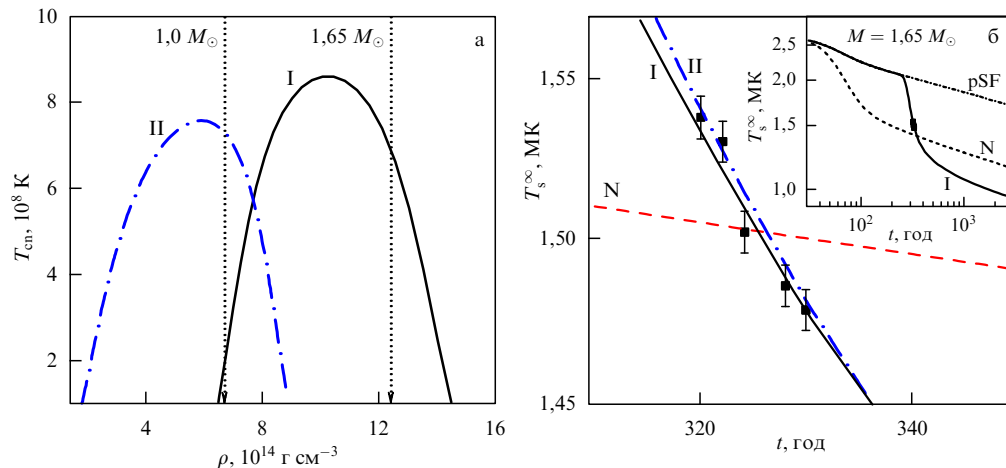


Рис. 1. (а) Критическая температура T_{cn} триплетного спаривания нейтронов в двух моделях, I и II, как функция плотности ρ в ядре нейтронной звезды. Вертикальные пунктирные прямые показывают центральную плотность звёзд с массами $M = 1,0 M_{\odot}$ и $M = 1,65 M_{\odot}$. (б) Уменьшение температуры поверхности T_s^{∞} нейтронной звезды в Кассиопее А с течением времени t . Точки с ошибками — наблюдательные данные. Кривая N — типичная кривая остывания несверхтекучей звезды. Линии I и II — теоретические кривые остывания звезды с $M = 1,65 M_{\odot}$, в ядре которой имеется сильная сверхтекучесть протонов и сверхтекучесть нейтронов типа I и II. На вставке показаны кривые I и N в более мелком масштабе, а также кривая pSF для звезды, в ядре которой протоны сверхтекучи, а нейтроны — нет.

интервал масс нейтронных звёзд. Для успешной интерпретации спектра нужно магнитное поле в атмосфере звезды $B \lesssim 10^{11}$ Гс, которое не является достаточно сильным для того, чтобы создать заметные пульсации излучения вращающейся звезды. При этом температура поверхности оказалась порядка $T_s^{\infty} \sim 1,5 \times 10^6$ К, что хорошо согласуется [22] со стандартным остыванием несверхтекучей нейтронной звезды при нейтринном охлаждении за счёт модифицированного урка-процесса. Это самая молодая изолированная нейтронная звезда с наблюдающимся тепловым излучением. К сожалению, её температура T_s^{∞} слишком хорошо укладывалась в стандартную теорию и тем самым делала наблюдения малоинтересными.

Однако следующая работа Хейнке и Хо [23] оказалась сенсационной. Авторы переобработали те же наблюдения, рассортировав их по годам и определив температуру T_s^{∞} как функцию t . Оказалось, что за девять лет наблюдений температура упала на 4 % (рис. 1), а поток теплового излучения уменьшился на 21 %. Последующие наблюдения в ноябре 2010 г. [24] подтвердили эти результаты. Если это так, то это первые наблюдения остывания изолированной нейтронной звезды в реальном времени, причём с точки зрения теории остывание происходит необычайно "быстро". Удобно формально ввести темп падения температуры

$$s = - \frac{d \ln T_s^{\infty}}{d \ln t}, \quad (1)$$

который в данных наблюдениях составляет $s \approx 1,35 \pm 0,15$ (здесь ошибки даны на уровне 1σ , а на рис. 2 — на уровне 2σ). Если бы звезда остывала под действием нейтринного излучения в результате реакций прямого или модифицированного урка-процесса, то мы имели бы $s \sim 0,1$ (см. штриховую линию на рис. 2) и падение T_s^{∞} за 10 лет наблюдений оказалось бы незаметным. Резкое падение T_s^{∞} возможно у молодой звезды (возраста 10–200 лет) при завершении внутренней тепловой релаксации [25–27], но тепловая релаксация в данной нейтронной звезде должна была бы уже завер-

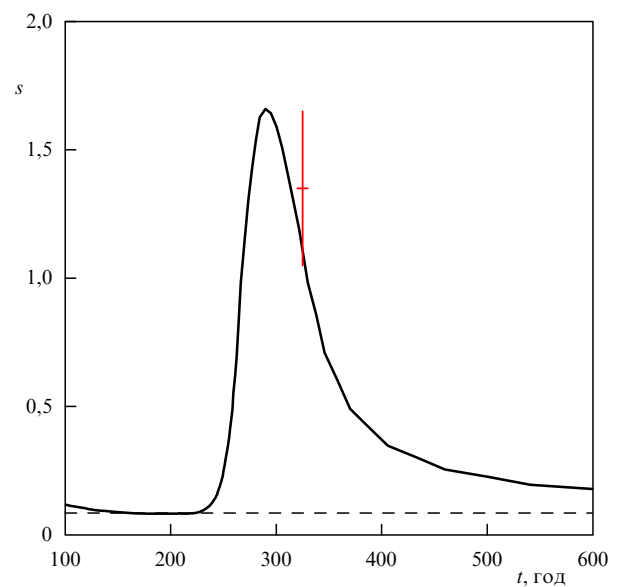


Рис. 2. Сплошная кривая — результаты расчёта наклона кривой остывания s для нейтронной звезды с массой $M = 1,65 M_{\odot}$, сильной сверхтекучестью протонов и сверхтекучестью нейтронов типа I (см. рис. 1) в сравнении с наблюдательными данными (с ошибкой на уровне 2σ) для нейтронной звезды в Кассиопее А. Штриховая линия показывает $s(t)$ для несверхтекучей звезды (кривая N на рис. 1).

шиться. Иными словами, нейтронная звезда является достаточно нагретой, но быстро остывает, что не описывается обычной теорией остывания несверхтекучих звёзд.

3. Остывание сверхтекучих нейтронных звёзд

Результаты наблюдений нейтронной звезды в Кассиопее А естественным образом объясняются [24, 29] теорией остывания сверхтекучих нейтронных звёзд. Построение теории в окончательном виде было фактически завершено в 2004 г. [28, 30].

Мы проиллюстрируем расчёты остывания, используя результаты [24]. Для расчётов было выбрано уравнение

состояния нуклонной материи в ядре нейтронной звезды, предложенное Акмалем, Пандхарипанде и Равенхоллом [31]. Конкретно была использована параметризация результатов [31], полученная в [32] и обозначенная как APR I в [33]. Максимальная масса устойчивой нейтронной звезды для этого уравнения состояния $M_{\max} = 1,929 M_{\odot}$; мощный прямой урка-процесс становится разрешённым в звёздах массой $M > 1,829 M_{\odot}$. Основная часть расчётов была выполнена для звезды массой $M = 1,65 M_{\odot}$. Плотность в центре такой звезды указана вертикальной пунктирной линией на рис. 1а. Кривая N на рис. 1б описывает остывание этой звезды без учёта сверхтекучести¹. Видно, что эта кривая не даёт нужного крутого наклона кривой остывания. На вставке рисунок, выполненной в более мелком масштабе, хорошо виден желаемый крутой наклон кривой N, но в более раннюю эпоху ($t \lesssim 100$ лет). Он связан с завершением внутренней тепловой релаксации звезды, которую не удастся использовать для объяснения наблюдений, поскольку трудно "растянуть" длительность процесса релаксации до нынешней эпохи $t \approx 330$ лет.

Наиболее важным оказывается влияние сверхтекучести на нейтринные процессы в ядре звезды. Вследствие того что нейтринное излучение генерируется в реакциях с участием сильно вырожденных нуклонов, основной вклад в излучение вносят нуклоны с энергиями вблизи уровня Ферми. Сверхтекучесть нуклонов определённого сорта подавляет все реакции с их участием из-за возникновения щели в спектре энергии. При падении температуры T ниже T_c нейтринные процессы резко, экспоненциально, подавляются (см., например, [5]).

Сверхтекучесть приводит, кроме подавления стандартных нейтринных процессов, к появлению специфического механизма генерации нейтринных пар при куперовском спаривании нуклонов [34]. Процесс генерации нейтринных пар можно рассматривать как аннигиляцию квазичастиц в куперовскую пару с излучением нейтринной пары (см. таблицу). Процесс кинематически разрешается вследствие искажения спектра энергии нуклонов щелью при падении T ниже T_c . Его мощность сначала резко возрастает, достигает максимума при $T \approx 0,8 T_c$, а затем экспоненциально убывает при понижении T (опять же вследствие наличия щели). Это редкий пример нейтринного процесса, мощность которого может возрастать с уменьшением T . Процесс подвержен влиянию многочастичных (коллективных) эффектов, что впервые было отмечено Леинсоном [35] и позднее исследовалось в ряде работ (см., например, [36–41] и приведённые там ссылки, а также обсуждение в обзоре [12]). Учёт коллективных эффектов сложен (модельно зависим), результаты достаточно противоречивы.

В нуклонном ядре нейтронной звезды возможно нейтринное излучение при синглетном куперовском спаривании протонов и триплетном спаривании нейтронов (см. раздел 1). Однако излучение при синглетном спаривании протонов сильно подавлено вследствие малости соответствующих констант реакции (см., например, [6]). Более того, оно может быть дополнительно подавлено многочастичными эффектами. Эти же коллек-

тивные эффекты могут сильно подавлять нейтринное излучение при синглетном куперовском спаривании нейтронов во внутренней коре нейтронной звезды. Однако такое излучение, даже неподавленное, является интегрально слабым ввиду малого объёма коры и слабо влияет на остывание звезды. Второй процесс данного типа в ядре звезды — излучение при триплетном куперовском спаривании нейтронов — оказывается достаточно сильным; он может подавляться коллективными эффектами, но гораздо слабее, чем при синглетном спаривании (см., например, [41]). Этот процесс и будет представлять интерес в дальнейшем. Его нейтринная светимость определяется интегрированием мощности излучения по области триплетной сверхтекучести нейтронов в ядре звезды (см., например, [30]). Последняя задаётся профилем критической температуры $T_{cn}(\rho)$ и текущей температурой ядра; область расширяется по мере остывания. Максимум $T_{cn}(\rho)$ определяет момент включения данного нейтринного излучения. Ширина профиля $T_{cn}(\rho)$ определяет мощность всплеска этого излучения после его включения и последующий уровень его мощности. Расчёты показывают, что после всплеска нейтринная светимость за счёт куперовского спаривания нейтронов может в 30–100 раз превысить светимость, обусловленную модифицированным урка-процессом в несверхтекучей звезде. Последнее может заметно ускорять остывание по сравнению со стандартным, что и отражено в таблице.

Итак, синглетная протонная сверхтекучесть лишь подавляет нейтринную светимость ядра звезды, тогда как триплетная нейтронная сверхтекучесть может её усиливать.

4. Сверхтекучесть нейтронной звезды в Кассиопее А

Теория должна объяснить два внешне противоречивых наблюдательных факта (см. раздел 2): высокую температуру звезды ($T_s^{\infty} \approx 1,5 \times 10^6$ К) и быстрый темп её остывания ($s \approx 1,3$). При таком темпе остывания звезда должна была бы быть заметно холоднее. Естественное объяснение наблюдений легко получить [24, 29], если предположить наличие сильной синглетной сверхтекучести протонов и умеренно сильной триплетной сверхтекучести нейтронов в ядре звезды. Теория остывания позволяет подобрать такие профили $T_{cn}(\rho)$ и $T_{cp}(\rho)$ в ядре звезды, которые дают наблюдаемые T_s^{∞} и s .

Согласно расчётам, профиль критической температуры $T_{cn}(\rho)$ должен иметь форму широкого пика с максимумом $T_{cn}^{\max}(\rho) \sim (5–9) \times 10^8$ К. Такой максимум гарантирует, что сверхтекучесть нейтронов в ядре звезды возникла лишь несколько десятков лет назад, нейтринное излучение при куперовском спаривании нейтронов включилось в полную силу, но не успело сильно охладить звезду. Для примера на рис. 1а приведены два феноменологических профиля $T_{cn}(\rho)$ (кривые I и II); их влияние на остывание объясняется ниже. Профили взяты из работы [24], где кривая I обозначена как (а), а кривая II — как (с).

Для успешного объяснения наблюдений нужна и сверхтекучесть протонов, которая должна быть сильной, с критической температурой $T_{cp}(\rho) \gtrsim 3 \times 10^9$ К по ядру звезды. Конкретная зависимость T_{cp} от плотности при этом несущественна. Такая сверхтекучесть возникает на ранних стадиях остывания ($t \lesssim 1$ год) и подавляет все основные нейтринные процессы с участием протонов: урка-процессы (модифицированные или даже прямые) и

¹ На рисунке 1б кривая N, в отличие от кривой N на вставке, чуть приподнята, для того чтобы она попала в рисунок и был виден её недостаточно сильный наклон.

тормозное излучение нейтринных пар при столкновениях протонов с нуклонами. Неподавленным (до появления сверхтекучести нейтронов) остаётся лишь сравнительно слабый процесс генерации нейтринных пар при нейтрон-нейтронных столкновениях. Нейтринная светимость звезды до возникновения нейтронной сверхтекучести оказывается слабой, т.е. звезда остаётся заметно более горячей, чем при стандартном остывании под действием модифицированного урка-процесса. Соответствующая кривая остывания (кривая rSF) изображена на вставке рис. 16. Только в этом случае последующий всплеск нейтринного излучения при куперовском спаривании нейтронов даёт высокий наблюдаемый темп остывания. Как видно из рис. 1, результаты обеих моделей сверхтекучести нейтронов, I и II, для звезды массой $M = 1,65 M_\odot$ согласуются с наблюдениями нейтронной звезды в Кассиопее А, причём модель I даёт несколько лучшее согласие.

Более того, согласно [24], при любой массе звезды в интервале от $1,3 M_\odot$ до $1,9 M_\odot$ можно подобрать такой профиль $T_{cn}(\rho)$ в ядре звезды, который объясняет наблюдения. При $M \gtrsim 1,5 M_\odot$ эти профили $T_{cn}(\rho)$ слабо отличаются друг от друга, а при меньших M максимумы $T_{cn}^{\max}$ нужно делать несколько более высокими и смещать в область меньших ρ . Результаты расчётов чувствительны [24] и к плохо изученному влиянию многочастичных эффектов на мощность нейтринного излучения при куперовском спаривании нейтронов (см. выше).

Важным предсказанием теории является нетривиальное поведение темпа остывания — фактора s (см. рис. 2). После того как звезда достигла состояния внутренней тепловой релаксации, теория даёт стандартное значение $s \sim 0,1$. Однако после возникновения нейтронной сверхтекучести s возрастает в несколько десятков раз, достигает максимума, а затем, через несколько десятков лет, вновь убывает до своего стандартного значения $s \sim 0,1$. Заметное превышение s над стандартным значением — свидетельство всплеска нейтринного излучения в звезде — длится совсем недолго и указывает на особую фазу в жизни звезды. Можно показать, что детальное измерение $s(t)$ позволило бы определить важнейший параметр —

функцию нейтринного охлаждения (отношение нейтринной светимости к теплоёмкости звезды) в этот период. Такое определение могло бы дать очень полезную информацию о внутреннем строении нейтронной звезды, прежде всего о профиле критической температуры нейтронов $T_{cn}(\rho)$. Нынешние наблюдения нейтронной звезды в Кассиопее А как раз приходятся на этот особый период, но величина s измерена с большими ошибками. Ясно, что обнаружить нейтронную звезду в таком состоянии — большая удача. Если предлагаемое объяснение правильно, то фактор s должен заметно уменьшаться на масштабах в несколько десятков лет, что легко может быть проверено в будущих наблюдениях.

5. Кассиопея А

и другие остывающие нейтронные звёзды

Полезно проанализировать полученные результаты вместе с данными о других остывающих нейтронных звёздах [24]. Разумно предположить, что свойства сверхплотного вещества (прежде всего уравнение состояния) во всех нейтронных звёздах одинаковы, а звёзды могут различаться массой (центральной плотностью), характером вращения, магнитным полем, химическим составом поверхностных слоёв и т.д. В этом случае профили $T_{cn}(\rho)$ и $T_{cp}(\rho)$ одинаковы для всех звёзд (хотя и простираются до разных центральных плотностей).

Для анализа были выбраны [24] модели звёзд с тем же самым уравнением состояния APR I. Были рассчитаны кривые остывания звёзд разных масс с различными $T_{cn}(\rho)$ и $T_{cp}(\rho)$, и результаты сопоставлены с наблюдениями всех остывающих нейтронных звёзд, у которых определены (оценены) T_s^∞ и t . Наблюдательные данные об этих звёздах взяты из источников, указанных в [24]. Результаты для сильной сверхтекучести протонов и сверхтекучести нейтронов типа I или II представлены на рис. 3. Заштрихованы те области T_s^∞ , которые заполнены кривыми остывания нейтронных звёзд разных масс (от $1 M_\odot$ до $1,929 M_\odot$). Верхние кривые на рис. 3а, б отвечают звезде с $M = 1 M_\odot$; в нашей модели такая звезда остывает наиболее медленно. Нижняя кривая отвечает самой массивной звезде $M = 1,929 M_\odot$, остывающей наиболее

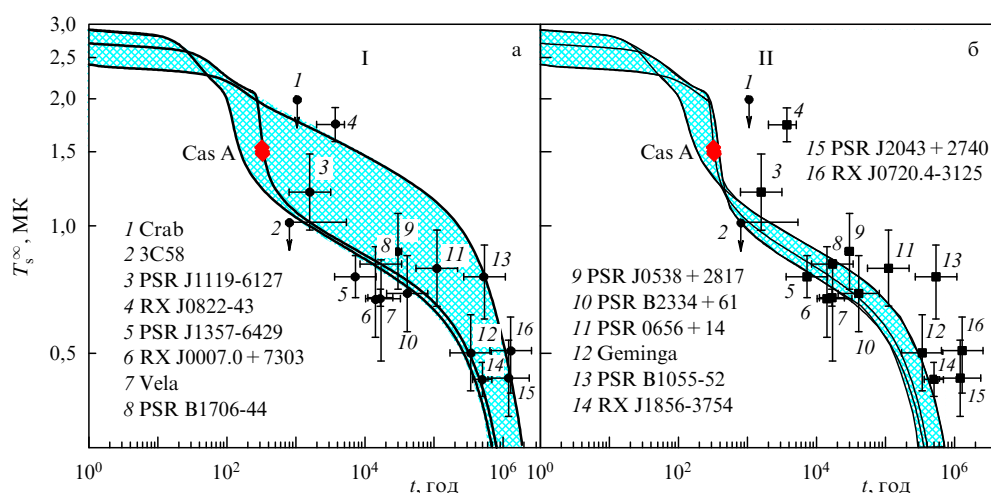


Рис. 3. Наблюдательные данные об остывающих нейтронных звёздах в сравнении с теоретическими кривыми остывания нейтронных звёзд разных масс с сильной сверхтекучестью протонов и сверхтекучестью нейтронов типа I (а) или II (б). Заштрихованные области заполнены кривыми остывания звёзд с разными массами, от $M = M_\odot$ (верхние кривые) до $M \approx 2 M_\odot$ (нижние кривые). Для примера также показана кривая остывания звезды с $M = 1,65 M_\odot$. Сверхтекучесть I может объяснить наблюдения всех звёзд, а сверхтекучесть II — нет.

быстро. Для простоты считается, что мощный прямой урка-процесс излучения нейтрино в массивных звёздах формально разрешён, но полностью подавлен сильной сверхтекучестью протонов. Если бы это было не так, то самые массивные нейтронные звёзды остывали бы очень быстро и заштрихованные области на рис. 3 опускались бы в область более низких температур [24]. Кроме кривых остывания звёзд с $M = 1 M_{\odot}$ и $M = 1,929 M_{\odot}$, мы изображили и промежуточные кривые для звёзд с $M = 1,65 M_{\odot}$.

Как видно из рис. 1, в модели II нейтронные звёзды всех масс проходят стадию нейтринного всплеска при возникновении сверхтекучести нейтронов. Однако из рис. 3б видно, что такие модели сверхтекучести противостоят наблюдениям. Эти модели хороши для объяснения наблюдений самых холодных (для своего возраста) звёзд, наподобие пульсара в созвездии Парусов (пульсара Vela). Однако с их помощью невозможно объяснить данные наблюдений наиболее нагретых звёзд среднего возраста, например пульсар 0656+14 после нейтринного всплеска был бы намного холоднее, чем нужно. Наблюдения всех звёзд можно объяснить лишь колоколообразным профилем $T_{\text{сн}}(\rho)$, сдвинутым во внутреннее ядро нейтронной звезды, типа профиля I (рис. 3а). Тогда в звёздах малой массы сверхтекучесть нейтронов не возникает вовсе или возникает слишком поздно, не оказывая влияния на остывание. В более массивных звёздах сверхтекучесть нейтронов возникает раньше и приводит к заметному охлаждению. Схожий профиль $T_{\text{сн}}(\rho)$ был предложен ранее [30] для объяснения имевшихся тогда наблюдений. Удивительно, что он объясняет и наблюдения нейтронной звезды в Кассиопее А. Анализ наблюдений всех звёзд показывает, что профиль $T_{\text{сн}}(\rho)$ ограничен достаточно сильно [30], нейтронная звезда в Кассиопее А должна иметь не слишком малую массу, $M \gtrsim 1,4 M_{\odot}$, и массы остальных остывающих нейтронных звёзд выстроены по ранжиру. Так, пульсар в созвездии Парусов должен быть массивным, а пульсар 0656+14 — маломассивным. Следует подчеркнуть, что данная зависимость $T_{\text{сн}}(\rho)$ не согласуется с результатами многих микроскопических расчётов (которые указывают, что триплетное спаривание происходит при более низкой плотности), но и не исключается такими расчётами (см. [30, 42] и приведённые там ссылки). Чтобы избежать столь нестандартной зависимости $T_{\text{сн}}(\rho)$, можно предположить, что профиль $T_{\text{сн}}(\rho)$ является широким (более привычным) и охватывает внешнее ядро звезды, однако мощность нейтринного излучения при куперовском спаривании нейтронов при низких плотностях сильно подавлена (например, коллективными эффектами). Тогда профиль нейтринного энерговыделения в ядре будет примерно таким же, как при сверхтекучести I.

6. Заключение

Мы описали недавние результаты Хо и Хейнке [21, 23] по обработке 10-летних наблюдений рентгеновской обсерваторией "Чандра" молодой остывающей нейтронной звезды в остатке сверхновой Кассиопея А. Результаты указывают на необычайно быстрое (по меркам теории) остывание достаточно нагретой звезды, которое не описывается теорией остывания несверхтекучих нейтронных звёзд. Мы показали, что такое остывание легко объяснить, если в ядре звезды имеется сильная синглетная сверхтекучесть протонов (подавляющая нейтринное

излучение и замедляющая остывание сразу после рождения звезды) и умеренно сильная триплетная сверхтекучесть нейтронов (возникшая несколько десятилетий назад и вызвавшая мощный всплеск нейтринного излучения для ускорения остывания в нашу эпоху). Если такое объяснение правильно, то это серьёзное свидетельство наличия сверхтекучести в ядрах нейтронных звёзд, полученное по наблюдениям остывания нейтронной звезды. Ранее основным проявлением сверхтекучести считались наблюдаемые сбои периодов вращения (глитчи) пульсаров (см., например, [2, гл. 1] и приведённые там ссылки).

Указанный всплеск нейтринного излучения при возникновении нейтронной сверхтекучести в ядре нейтронной звезды в Кассиопее А должен сопровождаться быстрым уменьшением величины $s(t)$, что легко проверить в будущих наблюдениях на масштабах около десяти лет. Подчеркнём, что предложенное объяснение дано независимо в двух работах [24, 29], которые различаются лишь незначительными деталями, и оно основано на теории, которая в свою очередь также была предложена независимо в двух работах [28, 30] тех же групп.

Было дано и два альтернативных объяснения феномена нейтронной звезды в Кассиопее А. В первом из них [43] предположено, что молодая нейтронная звезда родилась быстро вращающейся, а её центральная плотность была очень близкой к критической плотности, при которой становится разрешённым прямой урка-процесс (неподавленный сверхтекучестью). Далее, по мнению авторов [43], звезда тормозится пульсарным механизмом, центральная плотность повышается и включается прямой урка-процесс, вызывающий мощное нейтринное излучение и наблюдаемое быстрое остывание. Такое объяснение в принципе возможно, но реализация описанного сценария маловероятна. Авторы другого объяснения [44] используют нестандартную модель тепловой изоляции нейтронной звезды, которая позволяет растянуть стадию тепловой релаксации звезды до настоящей эпохи. Резкое наблюдаемое уменьшение температуры поверхности авторы [44] объясняют окончанием тепловой релаксации. Используемая ими модель тепловой изоляции является необоснованной и противоречит надёжным общепринятым моделям (см., например, [45–47]).

Возвращаясь к нашей исходной интерпретации, заметим, что она позволяет объяснить наблюдения остывания всех изолированных нейтронных звёзд единой моделью сверхтекучести нуклонов в ядре звезды. Более того, схожая модель была предложена намного ранее [30] для объяснения наблюдений остывающих нейтронных звёзд. Новые данные о нейтронной звезде в Кассиопее А удивительным образом подтверждают старые результаты. Скептики могут не верить в суть предложенной интерпретации, но могут трактовать её как указание, какой должна быть нейтринная светимость нейтронных звёзд, чтобы объяснить наблюдения. В любом случае, предложенная интерпретация наблюдений нейтронной звезды в Кассиопее А является предварительной и нуждается в подтверждении. Во-первых, предсказанный нейтринный всплеск — редкое событие; удивительно, что удалось наблюдать его проявления. Во-вторых, область триплетного спаривания нейтронов в ядре звезды в лучшей теоретической модели слишком глубоко сдвинута в ядро звезды, вопреки результатам большинства

микроскопических расчётов. В-третьих, вследствие старения рентгеновских детекторов обсерватории "Чандра" возможны ошибки в их калибровке и обработке результатов наблюдений [48]. Однако интерес к нейтронной звезде в Кассиопее А высок и можно надеяться, что ситуация с наблюдениями и теоретической интерпретацией прояснится в недалёком будущем.

Работа поддержана грантами РФФИ (11-02-00253-а и 11-02-12082-офи-м-2011), Президентской программой Научные школы РФ (НШ-4035.2012.2), Министерством науки и образования РФ (контракт 11.G34.31.0001) и фондом "Династия".

Список литературы

- Shapiro S L, Teukolsky S A *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars* (New York: Wiley, 1983) [Шапиро С Л, Тьюколски С А *Чёрные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* Т. 1, 2 (М.: Мир, 1985)]
- Haensel P, Potekhin A Y, Yakovlev D G *Neutron Stars 1. Equation of State and Structure* (New York: Springer, 2007)
- Lattimer J M, Prakash M *Phys. Rep.* **442** 109 (2007)
- Lombardo U, Schulze H-J *Lecture Notes Phys.* **578** 30 (2001)
- Яковлев Д Г, Левенфиш К П, Шибанов Ю А *УФН* **169** 825 (1999) [Yakovlev D G, Levenfish K P, Shibbanov Yu A *Phys. Usp.* **42** 737 (1999)]
- Yakovlev D G et al. *Phys. Rep.* **354** 1 (2001)
- Demorest P B et al. *Nature* **467** 1081 (2010)
- Lattimer J, Prakash M, in *From Nuclei to Stars* (Ed. S Lee) (Singapore: World Scientific, 2011) p. 275
- Pethick C J *Rev. Mod. Phys.* **64** 1133 (1992)
- Yakovlev D G, Pethick C J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **42** 169 (2004)
- Page D, Geppert U, Weber F *Nucl. Phys. A* **777** 497 (2006)
- Page D et al. *Astrophys. J.* **707** 1131 (2009)
- Yakovlev D G et al. *AIP Conf. Proc.* **983** 379 (2008)
- Lattimer J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2701 (1991)
- Reed J E et al. *Astrophys. J.* **440** 706 (1995)
- Fesen R A et al. *Astrophys. J.* **645** 283 (2006)
- Tananbaum H *IAU Circ.* (7246) 1 (1999)
- Pavlov G G et al. *Astrophys. J.* **531** L53 (2000)
- Chakrabarty D et al. *Astrophys. J.* **548** 800 (2001)
- Pavlov G G, Luna G J M *Astrophys. J.* **703** 910 (2009)
- Ho W C G, Heinke C O *Nature* **462** 71 (2009)
- Yakovlev D G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 1977 (2011)
- Heinke C O, Ho W C G *Astrophys. J.* **719** L167 (2010)
- Shternin P S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** L108 (2011)
- Nomoto K, Tsuruta S *Astrophys. J.* **312** 711 (1987)
- Lattimer J M et al. *Astrophys. J.* **425** 802 (1994)
- Gnedin O Y, Yakovlev D G, Potekhin A Y *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **324** 725 (2001)
- Page D et al. *Astrophys. J. Suppl.* **155** 623 (2004)
- Page D et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 081101 (2011)
- Gusakov M E et al. *Astron. Astrophys.* **423** 1063 (2004)
- Akmal A, Pandharipande V R, Ravenhall D G *Phys. Rev. C* **58** 1804 (1998)
- Heiselberg H, Hjorth-Jensen M *Astrophys. J.* **525** L45 (1999)
- Gusakov M E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **363** 555 (2005)
- Flowers E, Ruderman M, Sutherland P *Astrophys. J.* **205** 541 (1976)
- Leinson L B *Nucl. Phys. A* **687** 489 (2001)
- Leinson L B, Pérez A *Phys. Lett. B* **638** 114 (2006)
- Sedrakian A, Muther H, Schuck P *Phys. Rev. C* **76** 055805 (2007)
- Kolomeitsev E E, Voskresensky D N *Phys. Rev. C* **77** 065808 (2008)
- Leinson L B *Phys. Rev. C* **78** 015502 (2008)
- Steiner A W, Reddy S *Phys. Rev. C* **79** 015802 (2009)
- Leinson L B *Phys. Rev. C* **81** 025501 (2010)
- Kaminker A D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 1300 (2006)
- Negreiros R, Schramm S, Weber F *Phys. Rev. D* **85** 104019 (2012); arXiv:1201.2381
- Blaschke D et al. *Phys. Rev. C* **85** 022802(R) (2012)
- Gudmundsson E H, Pethick C J, Epstein R I *Astrophys. J.* **272** 286 (1983)
- Potekhin A Y, Chabrier G, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **323** 415 (1997)
- Potekhin A Y et al. *Astrophys. J.* **594** 404 (2003)
- Weisskopf M C et al. *Astrophys. J.* **743** 139 (2011)