

© А. В. Степанов<sup>1</sup>, Ю. Т. Цап<sup>2</sup>, Ю. Г. Копылова<sup>1</sup>, Е. Г. Куприянова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Головна (Пулківська) астрономічна обсерваторія РАН, Санкт-Петербург, Росія

<sup>2</sup>Науково-дослідний інститут «Кримська астрофізична обсерваторія»

## КОРОНАЛЬНЫЕ ПЕТЛИ И ПУЛЬСАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

На основі аналогії між зірковими і сонячними спалахами проведено аналіз десятисекундних коливань, виявлених в смугах  $U$  та  $B$  для зірки EV Lac. Пульсації випромінювання ми пов'язуємо з швидкими магнітозвуковими (ШМЗ) коливаннями корональних арок. Одержано оцінки магнітного поля  $B \approx 32$  мТл, температури  $T \approx 3.7 \cdot 10^7$  К і концентрації плазми  $n \approx 1.6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> в області енерговиділення. Наведено аргументи на користь локалізації джерела оптичного випромінювання в основах арок.

### ВВЕДЕНИЕ

Основным структурным элементом короны Солнца и вспыхивающих красных карликов являются магнитные петли [1]. Арочным структурам отводится особая роль. Согласно общепринятому сценарию солнечных вспышек в ходе энерговыделения в корональных петлях накапливаются ускоренные частицы, которые вследствие рассеяния «высыпаются» в их основаниях. Нагретая частицами плотная плазма нижней атмосферы излучает в балмеровских линиях, а также в оптическом континууме, тогда как наиболее горячая ее часть с температурой  $T = 10^6 - 10^8$  К, «испаряясь», заполняет арочные структуры и высвечивается в ультрафиолетовом и в мягком рентгеновском диапазоне.

Правомерность такого сценария для красных карликов следует прежде всего из особенностей поведения профилей спектральных потоков. В частности, согласно Холи и др. [6] проинтегрированный по времени профиль вспышечного излучения AD Leo в полосе  $U$  совпадает с профилем, полученным в ультрафиолетовом диапазоне. Это свидетельствует о том, что эффект Нойперта, который является одним из наиболее веских аргументов в пользу нетепловой природы вспышек, характерен не только для Солнца, но и для вспыхивающих звезд.

Для диагностики звездных петель обычно привлекаются косвенные методики, включающие большое количество неизвестных параметров. Поэтому результаты разных исследований существенно расходятся. Это предполагает необходимость дальнейшего развития методов диагностики параметров корональных петель вспыхивающих звезд. По нашему мнению, значительный прогресс в данном направлении может быть достигнут благодаря ис-

следованию тонкой временной структуры излучения звездных вспышек. В связи с этим особо отметим, что сравнительно недавно благодаря проведению синхронных наблюдений трех вспышек на EV Lac с помощью четырех телескопов, установленных в разных обсерваториях, удалось обнаружить синфазные квазипериодические осцилляции в полосах  $U$  и  $B$  с периодом  $P = 10...30$  с [12], чем убедительно показано, что колебания вспышечного излучения звезд реально существуют.

Маллен [8] на основе солнечно-звездной аналогии предложил связать наблюдаемые на вспыхивающих звездах квазипериодические осцилляции с взаимодействием конвективных движений с корональными магнитными петлями активных областей. Однако в рамках данной гипотезы трудно понять, почему квазипериодические пульсации излучения вспышек наблюдаются далеко не во всех событиях. На наш взгляд, более привлекательным выглядит подход, предложенный В. В. Зайцевым и А. В. Степановым [2], согласно которому наблюдаемые пульсации вызваны вспышечным энерговыделением или «испарением» хромосферной плазмы, что приводит к резкому увеличению газового давления внутри петель и возбуждению собственных магнитогидродинамических (МГД) колебаний.

### СОБСТВЕННЫЕ МОДЫ КОЛЕБАНИЙ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

В пренебрежении силой тяжести из линеаризованной системы уравнений идеальной МГД следует, что в корональной петле могут возбуждаться четыре основные моды: винтовая, изгибающая, медленная (ММЗ) и радиальная БМЗ [3—5, 10]. Рассмотрим

наиболее важные свойства собственных мод, ограничившись анализом первых гармоник (число полуволн, укладываемых вдоль петли  $q = 1$ ), полагая, что они должны возбуждаться наиболее эффективно.

Для винтовых и изгибных мод периоды колебаний соответственно равны

$$P_{\text{tor}} = 2L/V_{\text{Ai}}, \quad P_{\text{kink}} \approx 2L/V_f,$$

$$V_f^2 = \frac{\rho_i V_{\text{Ai}}^2 + \rho_e V_{\text{Ae}}^2}{\rho_i + \rho_e},$$

где  $V_{\text{Ai}}$  и  $V_{\text{Ae}}$  — альвеновские скорости внутри ( $i$ ) и снаружи ( $e$ ) петли,  $\rho_i$  и  $\rho_e$  — соответствующие плотности.

Сразу отметим, что винтовые моды не сжимают плазму, тогда как изгибные — лишь во втором порядке приближения. Откуда следует вывод, что данные моды не могут быть ответственны за пульсации большой амплитуды, наблюдаемые на EV Lac.

ММЗ-моды слабо возмущают магнитное поле, а их период

$$P_{\text{sound}} \approx 2L/c_{\text{Ti}}, \quad c_{\text{Ti}}^2 = \frac{c_{\text{si}}^2 V_{\text{Ai}}^2}{c_{\text{si}}^2 + V_{\text{Ai}}^2}.$$

Следовательно, согласно (1) длина корональной петли

$$L \approx c_{\text{si}} P_{\text{sound}} / 2 = 5.86 P \sqrt{T}.$$

Полагая в последней формуле температуру  $T = 10^7 \dots 10^8$  К,  $P = 10$  с, получим  $L = (2 \dots 6) \cdot 10^8$  см. Для радиуса EV Lac  $R_* = 0.39R$  [1] получаем  $L/R_* = (0.7 \dots 2) \cdot 10^{-2}$ , что ввиду мощной энергетики звездных вспышек представляется маловероятным.

Радиальные колебания петель (sausage modes), в зависимости от того, генерируют ли они бегущие МГД-волны в окружающей короне, могут быть излучательными или безызлучательными. Выбор между этими модами определяется параметрами петли. В частности, при малых значениях плазменного  $\beta \ll 1$  критическое значение продольного волнового числа [3, 9, 10]

$$k_c = \left( \frac{j_0}{a} \right) \sqrt{\frac{1}{(V_{\text{Ae}}/V_{\text{Ai}})^2 - 1}}, \quad (2)$$

где  $j_0 \approx 2.4$  — первый ноль функции Бесселя  $J_0$ ,  $a$  — радиус поперечного сечения петли. Если  $k > k_c$ , возбуждаются безызлучательные моды, а при  $k < k_c$  — излучательные. Например, когда  $V_{\text{Ae}}/V_{\text{Ai}} = 3$ , положив  $k_c = \pi/L_c$ , из выражения (2) получим  $a/L_c \approx 0.3$ . Это предполагает, что в случае возбуждения безызлучательных мод звездные петли должны быть достаточно толстыми. В то же время

наблюдения показывают, что солнечные корональные петли отличаются малым соотношением  $a/L < 0.1$ . Поэтому, на наш взгляд, за наблюдаемые осцилляции скорее ответственны излучательные моды, период которых [3, 4]

$$P_{\text{saus}} = 2\pi a / (j_0 V_r), \quad V_r^2 = V_{\text{Ai}}^2 + c_{\text{si}}^2.$$

#### ДИАГНОСТИКА ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Пусть в корональной арке, которую можно представить в виде магнитной ловушки (коронального пробкотрона), вспышечное энерговыделение приводит к возбуждению БМЗ-колебаний корональных петель (рис. 1). Поскольку в условиях корон Солнца и звезд плазменный параметр  $\beta = 8\pi p/B^2 \ll 1$ , то, следуя работе [2], для амплитуды возмущения магнитного поля  $\delta B$ , обусловленного увеличением газового давления  $p$  внутри петли, имеем

$$p + \frac{B\delta B}{4\pi} = 0.$$

Записывая уравнение (4) в виде

$$\beta = 12\delta B/B,$$

приходим к важному выводу, что в рамках принятой модели относительная амплитуда возмущения  $\delta B/B$  определяется величиной параметра  $\beta$ .

Согласно [4] основной вклад в затухание БМЗ-колебаний корональных петель вносят ионная вязкость  $\nu$  и электронная теплопроводность  $s$ . При этом суммарный декремент затухания равен

$$\gamma_{\Sigma} = \gamma_{\nu} + \gamma_s =$$

$$= \frac{1}{12\sqrt{2}} \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{\omega^2}{v_{ei}} \beta \sin^2 \theta \left( 1 + \sqrt{\frac{32M}{m}} \beta \cos^2 \theta \right).$$

Здесь  $M$  и  $m$  — массы иона и электрона,  $\theta = \arctg(k_{\perp}/k_{\parallel})$  — угол между направлением магнитного поля  $\mathbf{B}$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ , где продольное волновое число  $k_{\parallel} \approx \pi/L$ , в то время как попереч-

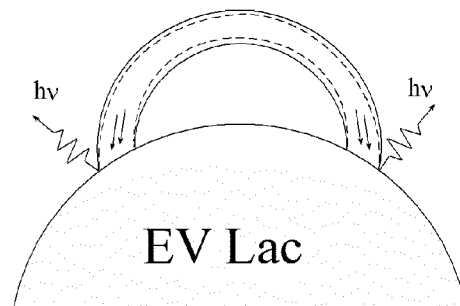


Рис. 1. Модель пульсаций вспышечного излучения на EV Lac

ное  $k_{\perp} \approx j_0/a$ . Эффективная частота столкновений электронов с ионами в (6) определяется выражением

$$v_{ei} = \frac{5.5n}{T^{3/2}} \ln \left( 10^4 \frac{T^{2/3}}{n^{1/3}} \right) \approx 60 \frac{n}{T^{3/2}} \text{ с}^{-1}.$$

Полагая добротность колебаний  $Q = \omega/\gamma_{\Sigma}$ , из соотношений (2) и (6) получим формулы для определения параметров вспышечной плазмы (температуры  $T$ , концентрации частиц  $n$  и магнитного поля  $B$ ) по периоду  $P = P_{\text{saus}}$  и добротности  $Q$ , а также плазменному параметру  $\beta$

$$T \approx 1.2 \cdot 10^{-8} \frac{\tilde{r}^2 \beta}{P^2 \chi},$$

$$n \approx 3.49 \cdot 10^{-13} \frac{\tilde{r}^3 \kappa \beta^{5/2} Q \sin^2 \theta}{P^4 \chi^{3/2}},$$

$$B \approx 3.81 \cdot 10^{-18} \frac{Q^{1/2} \tilde{r}^{5/2} \kappa^{1/2} \beta^{5/4} \sin \theta}{P^3 \chi^{3/4}},$$

где  $\tilde{r} = 2\pi a/j_0$ ,  $\kappa = 243\beta \cos^2 \theta + 1$ .

Для того чтобы найти зависимость между глубиной  $\Delta$  модуляции оптического излучения, вызванного потоком «высыпающихся» в основаниях вспышечной петли ускоренных электронов:

$$\Delta = (F_{\text{max}} - F_{\text{min}})/F = 2\delta F/F$$

( $F_{\text{max}} = F + \delta F$  и  $F_{\text{min}} = F - \delta F$  — максимальный и минимальный потоки модулированного излучения) и плазменным параметром  $\beta$ , будем исходить из модели коронального пробкотрона [11]. В рамках данного подхода вариации оптического излучения из оснований петли должны определяться изменением потока  $S$  пролетных частиц, причем  $\delta F/F \approx \delta S/S \approx \delta B/B$ . Отсюда согласно (5) и (10) получим

$$\Delta \approx \beta.$$

Как следует из результатов наблюдений [12] для события 11.09.98 (рис. 2) период  $P \approx 13$  с, добротность  $Q \approx 50$  и глубина модуляции  $\Delta \approx 0.2$ . Задавая  $a/L = 0.1$ , определяем  $\theta \approx \arctg(j_0 L/\pi a) \approx 76^\circ$ . С учетом этого, полагая  $\tilde{r} = 2.62a \approx 2.62 \cdot 10^9$  см, из (7)—(11) находим температуру плазмы  $T = 3.7 \cdot 10^7$  К, концентрацию частиц  $n = 1.6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, магнитное поле  $B = 32$  мТл.

Особо подчеркнем, что в соответствии с принятой нами моделью характерная длина вспышечных петель на EV Лас  $L \approx 0.4R_*$ , тогда как на Солнце  $L \approx 0.01R$ . Кроме того, если задать радиус петли  $a$  равным  $10^8$  или  $10^{10}$  см, из (7)—(11) получим либо слишком малые ( $1.6 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>), либо слишком большие ( $1.6 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) значения концентрации  $n$ .

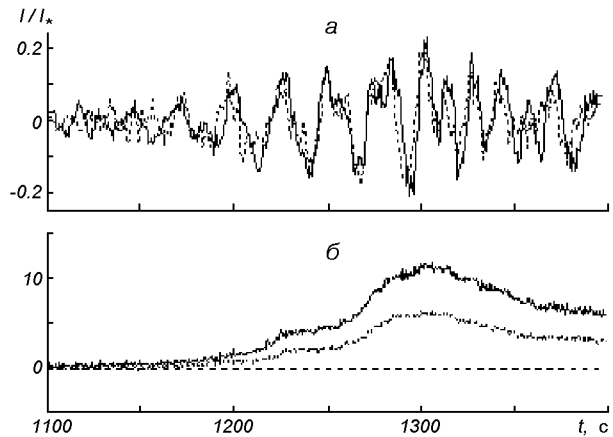


Рис. 2. Вверху — пульсации излучения EV Лас в полосе  $U$  (непрерывная линия) и  $B$  (точки) с периодом  $P \approx 13$  с, вспышка 11 сентября 1998 г. [12]; внизу — кривая блеска в полосах  $U$  и  $B$ . Амплитуда в полосе  $B$  на обоих рисунках увеличена в пять раз

Интересно также отметить, что согласно предположению Маллена и др. [8] оптическое излучение вспышек может определяться тормозным излучением горячей плазмы корональной части петли, а не излучением в области оснований. В свете данной гипотезы мы сделали соответствующие оценки, воспользовавшись принятой нами моделью осцилляций. Оказалось, что при тех же значениях параметров, что и в предыдущем случае, температура корональной плазмы должна равняться  $T \approx 9 \cdot 10^7$  К, концентрация  $n \approx 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и магнитное поле  $B \approx 0.2$  Тл. Поскольку корональные петли с  $\beta \sim 1$  крайне неустойчивы по отношению к желобковым возмущениям, то гипотеза [8] о возможности локализации источника оптического излучения в корональной части петли представляется маловероятной.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Наблюдаемые квазипериодические осцилляции вспышечного излучения на EV Лас мы связали с радиальными БМЗ-колебаниями корональных петель. Это позволило нам оценить основные параметры корональных петель по наблюдаемому периоду  $P$ , глубине модуляции  $\Delta$  и добротности  $Q$  пульсаций излучения. В рамках предложенной нами модели было показано, что гипотеза Маллена и др. [8], в соответствии с которой оптическое излучение звезд определяется горячей вспышечной плазмой самой петли, сталкивается с трудностями.

Согласно наблюдениям [12] глубина модуляции

излучения в полосе  $U$  может в несколько раз превышать глубину модуляции в полосе  $B$ . По нашему мнению, данное обстоятельство обусловлено трансформацией энергии ускоренных частиц в тепловую, главным образом в верхних слоях нижней атмосферы звезд. Вследствие этого роль сглаженных тепловых потоков в нагреве более глубоких и холодных нижних слоев должна существенно возрасти, что и приводит к «замыванию» наблюдаемых осцилляций.

При поведении анализа мы пренебрегли влиянием модуляции испаряющейся плазмы на собственные колебания корональных петель. Это объясняется тем, что характерное время заполнения петли горячей плазмой  $\tau$  значительно превышает период колебаний  $P$ . Действительно, принимая период  $P = 10...30$  с, длину петли  $L = 10^{10}$  см, а также считая скорость испаряющейся плазмы сравнимой со скоростью звука ( $V_e = (1...3) \cdot 10^7$  см/с), получим  $\tau \approx L/(2V_e) = 3...8$  мин, т. е.  $\tau \gg P$ .

В заключение отметим, что наблюдаемые в некоторых случаях минутные осцилляции оптического излучения вспыхивающих звезд с глубиной модуляции, не превышающей нескольких процентов, могут быть вызваны изгибными колебаниями петель. При этом их возбуждение должно определяться действием центробежной силы, возникающей в результате движения высокоскоростных потоков испаряющегося хромосферного вещества вдоль искривленных магнитных силовых линий.

Работа поддержана РФФИ (грант 03-02-17218 и частично 03-02-17357), ГНТП «Астрономия», Программой Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии» и Программами ОФН-16, ОФН-18. Ю. Г. Копылова благодарит Администрацию Санкт-Петербурга за финансовую поддержку (грант PD04-1.9-35).

1. Гершберг Р. Е. Активность солнечного типа звезд Главной Последовательности. — Одесса: Астропринт, 2002.—688 с.
2. Зайцев В. В., Степанов А. В. О происхождении пульсаций жесткого рентгеновского излучения. // Письма в Астрон. журн.—1982.—8, № 4.—С. 248—252.
3. Копылова Ю. Г., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Радиальные

осцилляции корональных петель и микроволновое излучение солнечных вспышек // Письма в Астрон. журн.—2002.—28, № 11.—С. 870—879.

4. Степанов А. В., Копылова Ю. Г., Цап Ю. Т. и др. Пульсации микроволнового излучения и диагностика вспышечной плазмы // Письма в Астрон. журн.—2004.—30, № 7.—С. 530—539.
5. Цап Ю. Т., Копылова Ю. Г. Механизм акустического затухания быстрых изгибных колебаний корональных петель. // Письма в Астрон. журн.—2001.—27, № 11.—С. 859—866.
6. Hawley S. L., Fisher G. H., Simon T., et al. Simulations Extreme-Ultraviolet Explorer and optical observations of AD Leonis: evidence for large coronal loops and the Neupert effect in stellar flares // Astrophys. J.—1995.—453, N 2.—P. 464—479.
7. Mullan D. J. On the possibility of resonant electrodynamic coupling in the coronae of red dwarfs // Astrophys. J.—1984.—282, N 2.—P. 603—611.
8. Mullan D. J., Herr R. B., Bhattacharyya S. Transient periodicities in X-ray-active red dwarfs: first results from Mount Cuba and interpretation with an oscillating loop model // Astrophys. J.—1992.—391, N 1.—P. 265—275.
9. Nakariakov V. M., Melnikov V. F., Reznikova V. E. Global sausage modes. // Astron. Astrophys.—2003.—412, N 1.—P. L7—L10.
10. Roberts B., Edwin P. M., Benz A. O. On coronal oscillations // Astrophys. J.—1984.—279, N 2.—P. 857—865.
11. Stepanov A. V., Tsap Y. T. Electron-whistler interaction in coronal loops and radiation signatures. // Solar Phys.—2002.—211, N 1.—P. 135—154.
12. Zhilyaev B. E., Romanyuk Ya. O., Verlyuk I. A., et al. Detection of high-frequency oscillations on the flare EV Lacertae. // Astron. Astrophys.—2000.—364, N 2.—P. 641—645.

#### CORONAL LOOPS AND PULSATIIONS OF RADIATION FROM FLARE STARS

A. V. Stepanov, Yu. T. Tsap, Yu. G. Kopylova, E. G. Kupriyanova

On the basis of the analogy between solar and stellar flares, the oscillations with periods of tens of seconds observed in the case of the EV Lac in the U and B bands are analyzed. We associated the pulsations of radiations with the fast magnetoacoustic oscillations of coronal arcs. The values of the magnetic field  $B \approx 32$  mT, temperature  $T \approx 3.7 \cdot 10^7$  K, and number density  $n \approx 1.6 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-3</sup> in the region of the flare energy release are estimated. Some arguments in favour of localization of the optical radiation source at loop footpoints are obtained.