

К ПРИРОДЕ БЫСТРЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРЕДВЕСТНИКОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

© 2025 г. В. В. Зайцев¹, А. В. Степанов^{2,3*}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19.02.2025 г.

После доработки 31.03.2025 г.; принята к публикации 01.04.2025 г.

Исследовано происхождение предвестников мягкого рентгеновского излучения, возникающих перед импульсной фазой вспышки и свидетельствующих о быстром нагреве оснований вспыхивающих магнитных петель до температур 10–15 МК. Показано, что скорость нагрева предвестников при наблюдаемой длительности ~ 10 с должна на три порядка превышать скорость квазистационарного нагрева короны при сравнимых электрических токах. Предложено, что предвспышечный нагрев связан с резким возрастанием продольного электрического тока при развитии в хромосферных основаниях вспыхивающих петель неустойчивости Рэлея–Тейлора. Показано, что если величина импульсного тока превышает 10^{11} – 10^{12} А, то темп джоулевого нагрева плазмы опережает темп ионизации. В этом случае в течение процесса нагрева в плазме предвестника сохраняется относительно большое количество нейтралов, $n_a/n = 10^{-5}$, которое значительно превышает количество нейтралов в квазистационарной короне. Указанное обстоятельство обеспечивает быстрый нагрев области предвестника за счет увеличения скорости диссипации тока при сопротивлении Каулинга, связанного с ионно-атомными столкновениями.

Ключевые слова: Солнце, предвестники вспышек, джоулева диссипация, сопротивление Каулинга.

DOI: 10.31857/S0320010825010041, EDN: LENJSM

ВВЕДЕНИЕ

Изучение предвестников солнечных вспышек началось в радиодиапазоне еще до эры космических солнечных обсерваторий. Наибольший вклад в исследование предвспышечных квазипериодических колебаний радиоизлучения с периодами 10^2 – 10^3 с в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн внес коллектив сотрудников НИРФИ под руководством М.М. Кобрин (Юдин, 1968; Дурасова и др., 1971; Кобрин и др., 1973). Например, было установлено, что за сутки перед мощными протонными вспышками 2–7 августа 1972 г. наблюдалось нарастание амплитуды и периода квазипериодических колебаний радиоизлучения. К моменту вспышки амплитуда колебаний увеличивалась в несколько раз. Одну из возможных интерпретаций таких колебаний предложили Пустильник и Стасюк (1974) на основе баллонной моды неустойчивости Рэлея–Тейлора, развивающейся в горячей ($T \approx 4 \times 10^6$ К) петлеобразной, с радиусом $R \approx 10^{10}$ см, магнитной корональной конденсации. Если центробежная сила плазмы превышает силу гравитации, $V_{Ti}^2/R > g_\odot$, то неустойчивость Рэлея–Тейлора вызывает квазипериодические осцилляции параметров конденсации с периодами 10^2 – 10^3 с. Здесь $V_{Ti} = \sqrt{k_B T/m_i}$, k_B — постоянная

Больцмана, g_\odot — ускорение силы тяжести на Солнце. В дальнейшем, наряду с исследованием радиоизлучения предвестников (Абрамов–Максимов, Бакунина, 2020), широко привлекались данные о рентгеновском (Тан Баолин и др., 2016) и УФ-излучении (Книжевски и др., 2024). В результате выяснилось, что предвестники вспышек появляются в широком временном интервале, от нескольких часов до нескольких минут, и часто сопровождаются колебаниями с периодами 3, 5 и 10 мин, которые можно связать с акустическими модами в условиях параметрического резонанса (Зайцев, Кисляков, 2006). Анализ данных GOES для вспышки 29 июня 2012 г. также показал тепловой характер нагрева плазмы в низких петлях и вблизи оснований крупномасштабных петель до температур более 10 МК в течение нескольких минут перед импульсной фазой вспышки (Мешалкина, Алтынцев, 2024).

Недавно было обнаружено, что кроме длительных (часы–минуты) предвестников наблюдаются необычно быстрые предвестники. Хадсон и др. (2021) на основании данных наблюдений GOES и RHESSI показали, что перед импульсной фазой вспышки 7 января 2014 г. (SOL2014-01-07T10:13 M7.3) хромосферные основания корональных магнитных петель быстро, за время ~ 10 с, нагреваются до температуры 10–15 МК и температура почти не уменьшается в течение полуминут. Мера эмиссии при этом медленно возраста-

*Электронный адрес: astep44@mail.ru

ла. В фазе нагрева не было указаний на нагрев хромосферы ускоренными электронами. Аналогичный результат на примере 13 событий был получен Авасти и Джейн (2011). Эти явления, получившие название HOPE (Hot Onset Precursor Events), широко обсуждаются в литературе. Например, Баттаглия и др. (2023) исследовали вспышки с нагретыми до 10–16 МК источниками в начале вспышки. Из изображений Solar Orbiter/STIX (5–9, 22–50 кэВ) и SDO/AIA следовало, что источники находятся не в вершинах вспышечных петель, а нагрев происходит до регистрации жесткого рентгеновского излучения. Предвспышечный нагрев, следовательно, не связан со столкновительным нагревом активной области нетепловыми электронами, что противоречит “стандартной” модели вспышек. Мера эмиссии излучающих оснований петель по данным GOES $n_e n_i V \approx 10^{47} \text{ см}^{-3}$ (Хадсон и др., 2021) При объеме оснований петель $V \approx 5 \times 10^{23} - 10^{24} \text{ см}^3$ это приводит к оценке плотности плазмы в области предвестников $n \approx (3-5) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, характерной для хромосферы.

СЦЕНАРИЙ ВСПЫШКИ С БЫСТРЫМ ПРЕДВЕСТНИКОМ

Мы предполагаем, что предвспышечный нагрев связан с резким возрастанием продольного электрического тока (компоненты B_φ магнитного поля петли) при развитии в основании петель неустойчивости Рэлея–Тейлора (Зайцев, Степанов, 2015). Импульс продольного электрического тока большой амплитуды “остается” в хромосфере в течение времени $\tau_A \approx l/V_A \approx 5-10 \text{ с}$, где $l \approx (0.5-1.0) \times 10^8 \text{ см}$ — протяженность по высоте области неустойчивости Рэлея–Тейлора (области резкого увеличения ширины петли из-за уменьшения внешнего давления), V_A — скорость Альфвена в хромосфере. За это время ток нагревает хромосферное основание петли до $T \approx 10^7 \text{ К}$, формируя рентгеновский предвестник вспышки. За время $\tau_A \approx 5-10 \text{ с}$ импульс продольного электрического тока покидает область неустойчивости в виде нелинейной альфвеновской волны с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки (Зайцев и др., 2016). Таков возможный сценарий возникновения вспышки с быстрым предвестником. Рассмотрим условия, при которых происходит нагрев хромосферы электрическим током до $T \geq 10 \text{ МК}$ за 10 с.

ИМПУЛЬСНЫЙ НАГРЕВ ХРОМОСФЕРЫ

Оценим время нагрева оснований магнитной петли электрическими токами до температуры $T \sim 10^7 \text{ К}$. Скорость нагрева с учетом проводимостей Спитцера (σ) и Каулинга представим в виде (Степанов, Зай-

цев, 2018)

$$q_J = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 j_z^2 B_\varphi^2}{(2-F) c^2 n m_i v'_{ia}}, \quad (1)$$

$$F = \frac{n_a}{n + n_a}, \quad v'_{ia} = 10^{-11} F (n + n_a) T^{1/2},$$

где $v'_{ia} = v_{ia} [m_a / (m_i + m_a)]$ — эффективная частота столкновений ионов с атомами, $j_z = I / \pi r^2$, r — радиус петли, $B_\varphi = 2I / cr$. Первым слагаемым в формуле для q_J можно пренебречь и считать, что плотность нейтральных атомов много меньше плотности заряженных частиц, $n_a \ll n$. При оценке времени нагрева пренебрежем радиационными потерями, так как рассматривается область высоких температур, а также теплопроводностью вдоль петли, поскольку она подавлена значительной азимутальной компонентой магнитного поля B_φ , связанной с продольным током j_z . Из (1) следует, что при заданных значениях T , плотности плазмы n и радиуса петли в хромосферных основаниях (области предвестника) $r_0 \approx (3-5) \times 10^7 \text{ см}$, время нагрева зависит от величины тока и относительной концентрации нейтралов F . Предположим, что при $T > 10^6 \text{ К}$ относительная концентрация нейтралов зависит от температуры так же, как в условиях квазистационарной короны, т.е. $F \approx 0.15/T$ (Вернер, Ферланд, 1996; Зайцев, 2015). Из уравнения теплового баланса

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial p}{\partial t} = 2.6 \times 10^{-9} \frac{I^4}{n^2 r_0^6 T^{3/2}}, \quad p = 2k_B n T, \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad (2)$$

получаем зависимость температуры от времени

$$T^{5/2} - T_0^{5/2} = 3.25 \times 10^{-9} (\gamma - 1) \frac{I^4}{k_B n^3 r_0^6} t. \quad (3)$$

Из (3) находим время нагрева хромосферных оснований $t_H \approx 10^4 \text{ с} \sim 3 \text{ ч}$ до температуры $T = 10^7 \text{ К}$ при токе $I = 10^{12} \text{ А}$, $n = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $r_0 = 3 \times 10^7 \text{ см}$. Заметим, что Хоменко и Колладос (2012) также получили большое время нагрева магнитных трубок диссипацией электрического тока на высотах 1000–1500 км: 10^3-10^4 с . Такое большое время нагрева означает, что нельзя пользоваться формулой относительной концентрации нейтралов для квазистационарной короны, а нужно учитывать импульсный характер нагрева и нестационарный процесс ионизации.

Скорость изменения концентрации электронов в плазме при ионизации нейтральных атомов электронным ударом можно оценить из уравнения

$$\frac{dn}{dt} = n n_a \langle \sigma_H V_{Te} \rangle. \quad (4)$$

Сечение ионизации атома водорода при температурах порядка $T \approx 10^7 \text{ К}$ ($V_{Te} \approx 1.24 \times 10^9 \text{ см/с}$) имеет величину $\sigma_H \approx 2 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ (Андреев, 2010). Наблюдаемое время нагрева плазмы электрическим током на стадии генерации предвестника во вспышке 7 января

2014 г. составляет $\tau_H \approx 10$ с (Хадсон и др., 2021). За это время плазма в основании петли ионизуется, сохраняя определенное количество нейтралов. Поскольку концентрация нейтралов в процессе быстрого нагрева уменьшается вместе с увеличением степени ионизации, а скорость нагрева плазмы зависит как от концентрации нейтралов, так и от степени ионизации (см. формулу (1)), то для исследования процесса нагрева в данном случае необходимо, строго говоря, рассматривать самосогласованную нестационарную систему уравнений для концентрации нейтралов, степени ионизации и скорости нагрева в отсутствии термодинамического равновесия. Мы ограничимся приближенной оценкой концентрации нейтралов в данном процессе, предполагая, что на заключительной стадии импульсного нагрева, когда степень ионизации почти полная ($n_a \ll n$), инкремент изменения электронной концентрации в уравнении (4) достаточно мал и имеет величину порядка обратного времени нагрева, т.е. $\frac{1}{n} \frac{dn}{dt} \approx \tau_H^{-1}$. В этом случае уравнение (4) позволяет оценить концентрацию нейтралов на заключительной стадии нагрева:

$$n_a \approx \frac{dn/dt}{n \langle \sigma_H V_{Te} \rangle} \approx \frac{1}{\tau_H \langle \sigma_H V_{Te} \rangle} \approx 4 \times 10^6 \text{ см}^{-3}. \quad (5)$$

При концентрации плазмы в области генерации предвестника $n \approx 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ получаем относительную концентрацию нейтралов в этой области $F = n_a/n \approx 10^{-5}$. Это значение существенно превышает относительную долю нейтралов в квазистационарных условиях корональной плазмы при температуре 10^7 К ($F = 0.15/T = 1.5 \times 10^{-8}$). Причина этого различия заключается в том, что при импульсном включении электрического тока и при достаточно большом его значении темп нагрева превышает темп ионизации (ионизация не успевает за нагревом). Поэтому, когда импульс тока “убегает” из области предвестника в виде нелинейной альфвеновской волны (Зайцев и др., 2016), остаточная концентрация нейтралов в этой области остается относительно большой.

Оценим величину электрического тока, необходимую для нагрева плазмы в области рентгеновского предвестника до температур $T \approx 10^7$ К за время порядка $\tau_H \approx 10$ с и при относительном содержании нейтралов $F \approx 10^{-5}$. Из уравнения

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{F^2 j_z^2 B_\phi^2}{(2 - F) c^2 n m_i v'_{ia}} \quad (6)$$

получаем формулу для времени нагрева

$$\tau \approx \frac{2.8 \times 10^{-8} n^3 r_0^6 T^{3/2}}{F I^4}, \quad (7)$$

из которой следует, что для области с параметрами $n = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 3 \times 10^7 \text{ см}$, $F \approx 10^{-5}$ нагрев плазмы до температур $T \approx 10^7$ К за время $\tau = \tau_H \approx 10$ с возможен при токах $I \geq 1.5 \times 10^{12}$ А. Для

плотности плазмы $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ величина критического тока $I \geq 5.3 \times 10^{11}$ А. Такие значительные величины электрических токов наблюдаются не только при вспышках (Шарыкин, Косовичев, 2014), но и в предвестниках вспышек (Ванг и др., 2017). Поскольку зависимость времени нагрева от тока в (7) достаточно сильная, $\sim I^{-4}$, то быстрые рентгеновские предвестники при токах $I < 10^{11}$ А маловероятны. Заметим, что формула (5) дает оценку концентрации нейтралов только на заключительной стадии импульсного нагрева. Реальное среднее значение концентрации нейтралов может быть несколько больше. Поэтому приведенные выше оценки величины электрических токов, обеспечивающих быстрый импульсный нагрев плазмы, характеризуют, по всей вероятности, верхний предел. Реальные токи могут быть несколько меньше.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВООДЫ

Мы показали, что проблема рентгеновских предвестников перед импульсной фазой вспышки связана с объяснением быстрого нагрева хромосферных оснований магнитных петель за время, на порядки меньшее времени нагрева корональной плазмы. Решение этой проблемы связано с учетом импульсного характера процесса нагрева, а именно, с резким возрастанием продольного электрического тока при развитии в хромосферном основании петли неустойчивости Рэлея–Тейлора, которая играет роль триггера вспышки. Неустойчивость приводит к вторжению в основание петли окружающей хромосферной плазмы со скоростью $V \approx V_{Ti}$ за время порядка $r_0/V_{Ti} \sim 3\text{--}5$ с и происходит усиление продольного электрического тока: $I_z = I_0 \exp\left(\frac{2}{r_0} \int_0^t V(t') dt'\right)$ (Зайцев и др., 2016). Если величина импульсного тока превышает $5 \times 10^{11}\text{--}10^{12}$ А, то темп джоулевого нагрева плазмы опережает темп ионизации. За время нагрева в предвестнике сохраняется относительно большое количество нейтралов, $n_a/n \sim 10^{-5}$, которое на три порядка больше количества нейтралов в квазистационарной короне. Это обеспечивает быстрый нагрев предвестника за счет увеличения скорости диссипации тока при проводимости Каулинга. Импульс тока большой амплитуды “остается” в хромосфере в течение 10 с и нагревает хромосферное основание петель до температур $T \approx 10^7$ К, формируя рентгеновский предвестник вспышки. По прошествии 10 с импульс тока покидает область предвестника в виде нелинейной альфвеновской волны с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки (Зайцев и др., 2016). Поскольку зависимость времени нагрева области предвестника от тока достаточно сильная, $\sim I^{-4}$, то быстрые рентгеновские предвестники при токах $I \leq 10^{11}$ А маловероятны.

За время существования быстрого предвестника (~ 10 с) мы полагали, что вспышечная петля находится в равновесии. Неустойчивость типа перетяжки не возникнет, если продольное магнитное поле петли $B_z > B_\phi/\sqrt{2}$ (см., например, Лукьянов, 1975), что при токе 5×10^{11} А и радиусе петли $r = 2 \times 10^8$ см соответствует $B_z = 350$ Гс. Эта величина в несколько раз меньше типичного значения магнитного поля во вспышечных лентах (Шарыкин, Косовичев, 2014). Характерное время изгибного (kink) возмущения петли порядка $L/V_A \sim 100$ с (L — длина петли, V_A — скорость Альфвена), которое превышает время быстрого предвестника.

Отметим, что минутные предвестники (Баттаглия и др., 2023) также можно объяснить на основе предложенной модели быстрых предвестников, поскольку и в этих случаях для нагрева хромосферной плазмы требуется повышенная диссипация тока при сопротивлении Каулинга, то есть значительно большее количество нейтралов, чем в горячей короне.

Работа поддержана грантом № 24-1-1-97-1 Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (В.В. Зайцев) и грантом РНФ № 22-12-00308-П (А.В. Степанов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абрамов-Максимов, Бакунина (V.E. Abramov-Maximov and I.A. Bakunina), *Geomag. Aeron.* **60**, 846 (2020).
- Авасти, Джейн (A.K. Awasthi and R. Jain), *Astron. Soc. India Conf. Ser.* **2**, 297 (2011).
- Андреев Г.В., *Физико-химическая кинетика в газовой динамике* **9**, 1 (2010).
- Баттаглия и др. (A.F. Battaglia, H. Hudson, A. Warmuth, H. Collier, N.L.S. Jeffrey, et al.), *Astron. Astrophys.* **679**, A139 (2023).
- Ванг и др. (H. Wang, Ch. Liu, K. Ahn, Y. Xu, Ju Jing, et al.), *Nature Astron.* **1**, 0085 (2017).
- Вернер, Ферланд (D.A. Verner and G.J. Ferland), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **103**, 467 (1996).
- Дурасова и др. (M.S. Durasova, M.M. Kobrin, and O.I. Yudin), *Nature* **229**, 86 (1971).
- Зайцев (V.V. Zaitsev), *Geomag. Aeron.* **55**, 846 (2015).
- Зайцев В.В., Кисляков А.Г., *Астрон. журн.* **83**, 921 (2006).
- Зайцев, Степанов (V.V. Zaitsev and A.V. Stepanov), *Solar Phys.* **290**, 3559 (2015).
- Зайцев и др. (V.V. Zaitsev, P.V. Kronshtadtov, and A.V. Stepanov), *Solar Phys.* **291**, 3451 (2016).
- Книжевски и др. (K.L. Kniezewski, E.I. Mason, V.M. Uritsky, and S.H. Garland), *Astrophys. J. Lett.* **977**, L29 (2024).
- Кобрин М.М., Коршунов А.И., Пахомов В.В., *Успехи физ. наук* **109**, 773 (1973).
- Лукьянов С.Ю., *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М: Наука, 1975).
- Мешалкина Н.С., Алтынцев А.Т., *Солнечно-земная физика* **10**, 13 (2024).
- Пустильник Л.А., Стасюк Н.П., *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО) **6**, 81 (1974).
- Степанов А.В., Зайцев В.В., *Магнитосферы активных областей Солнца и звезд* (М: Физматлит, 2018).
- Тан Баолин и др. (Baolin Tan, Zhiqiang Yu, Jing Huang, Chengming Tan, Yin Zhang), *Astrophys. J.* **833**, 206 (2016).
- Хадсон и др. (H.S. Hudson, P.J.A. Simoes, L. Fletcher, L.A. Hayes, and I.G. Hannah), *MNRAS* **501**, 1273 (2021).
- Хоменко, Колладос (E. Khomenko and M. Collados), *Astrophys. J.* **747**, 87 (2012).
- Шарыкин, Косовичев (I.N. Sharykin and A.G. Kosovichev), *Astrophys. J.* **788**, L18 (2014).
- Юдин О.И., *ДАН СССР* **13**, 50 (1968).