Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2026. С. 152–155.

УДК 523.985.3.
DOI: 10.62955/0135-3748-2026-152
ORCID: 0009-0009-7988-7970

ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЕРХНЕЙ ХРОМОСФЕРЫ В СОЛНЕЧНОЙ НАНОВСПЫШКЕ

Т.Б. Строгонова[1], Л.С. Леденцов[2]

[1]Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия,
strogonova.06@mail.ru
[2]Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

ISOTHERMAL MODEL OF THE UPPER CHROMOSPHERE IN SOLAR NANOFLARE

T.B. Strogonova[1], L.S. Ledentsov[2]

[1]Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia,
strogonova.06@mail.ru
[2]Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Аннотация. Для моделирования низкоэнергетических вспышечных событий в солнечной атмосфере необходимы упрощенные вычислительно эффективные модели. В статье описана пространственно изотермическая модель хромосферной трубки, включающая две области с разной температурой. Нами анализируется реакция модельной хромосферы на нагрев, аналогичный сетке моделей F-CHROMA, основанных на одномерном радиационном магнитогидродинамическом коде RADYN. При небольшом потоке энергии нагрева, порядка 3×10^7 эрг/см^2, модель демонстрирует хорошее соответствие одномерному коду и может быть использована для моделирования нановспышек.

Ключевые слова: солнечные вспышки, хромосфера, магнитная гидродинамика, лучистое охлаждение.

Abstract. Simplified computationally efficient models are needed to simulate low-energy flare events in the solar atmosphere. The article describes a spatially isothermal model of a chromospheric tube, which includes two regions with different temperatures. We analyze the reaction of the model chromosphere to heating, similar to the grid of F-CHROMA models based on the one-dimensional radiative magnetohydrodynamic RADYN code. With a small flow of heating energy, about 3×10^7 erg/cm^2, the model demonstrates good compliance with the one-dimensional code and can be used to simulate nanoflares.

Keywords: solar flares, chromosphere, magnetic hydrodynamics, radiative cooling.

ВВЕДЕНИЕ

Нановспышками называются вспышечные события на Солнце, суммарное энерговыделение которых составляет 10^{-6}–10^{-9} от энерговыделения обычной вспышки, при этом они происходят значительно чаще [Богачев и др., 2020]. Наряду с магнитогидродинамическими волнами [Wentzel, 1974, 1976], нановспышки рассматриваются как возможный источник нагрева солнечной короны [Parker, 1983a, 1983b]. При температуре порядка 10^6 K корона интенсивно излучает в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, однако механизм компенсации этих потерь до сих пор достоверно не известен [Judge, Ionson, 2024]. Вероятно, механизм возникновения нановспышек аналогичен механизму обычных вспышек и тесно связан с распространением ускоренных частиц [Somov, 2013]. Поскольку движение заряженных частиц в направлении, перпендикулярном индукции поля, сильно затруднено, можно ограничиться рассмотрением изолированной магнитной трубки и все ее характеристики считать функцией одной переменной — координаты вдоль оси [Somov, 2012]. Одной из наиболее популярных одномерных радиационных моделей вспышечной трубки является код RADYN [Allred et al., 2015], на основе которого создана сетка моделей F-CHROMA [Carlsson и др., 2023]. В силу вычислительной сложности обобщенные одномерные модели не могут быть использованы для непрерывной обработки данных о нановспышках, поэтому возникает потребность в упрощенных моделях, в которых солнечная атмосфера в каждый момент времени описывалась бы единственным значением температуры: так называемых нульмерных моделях. Примером таких моделей может служить EBTEL [Klimchuk et al., 2008]. Статья посвящена описанию пространственно изотермической модели хромосферной трубки, состоящей из двух частей разной температуры, разделенных подвижной границей. Грубые модельные упрощения не позволяют применять ее для рассмотрения широкого класса вспышечных событий, однако могут оставаться достаточно адекватными при интерпретации наиболее слабых солнечных вспышек.

МОДЕЛЬ ХРОМОСФЕРНОЙ ТРУБКИ

Рассмотрим модель хромосферной части магнитной трубки, состоящей из двух областей: верхней, испытывающей нагрев ускоренными электронами, и нижней, температура которой остается постоянной во времени. В каждой части трубки концентрация частиц изменяется с высотой по барометрическому закону, а на границе полагается непрерывной. Зависимости температуры и концентрации от высоты схематично представлены на рис. 1. Температура T_0 и концентрация n_{ph} плазмы в основании расчетной

области считаются неизменными, в то время как температура T, координата теплового фронта z и граничные концентрации n_o и n_c разогретой части трубки изменяются со временем.

Температура верхней области хромосферной трубки определяется балансом между нагревом электронным пучком, потерями на излучение, теплообменом с нижней частью и изменением гравитационной энергии и энтальпии. В модели учитывается только оптически тонкое излучение. Функция лучистого охлаждения $L(T)$ рассчитывается на основе атомной базы данных CHIANTY для концентрации 10^{11} см$^{-3}$ [Dufresne et al., 2024]. Уравнение теплового баланса для верхней части хромосферы имеет вид

$$d\varepsilon + dG = (W - Q - F)dt,$$

где ε — внутренняя энергия плазмы, G — гравитационная энергия, Q — потери на излучение, W — мощность нагрева электронным пучком, F — тепловой поток на границе с нижней частью. Выражая эти величины через функции температуры и координаты теплового фронта, получим

$$\left(-n_o kH\alpha \ln\alpha + \frac{1}{2}Nk + 2mgn_o\frac{H^2}{T}\beta\right)dT = \left(W - \frac{1}{8}LHn_o\left(1-\alpha^2\right) - F\right)dt, \quad (1)$$

где $\alpha = n_c / n_o$, $\beta = 1 + \frac{1+\alpha}{2}\ln(\alpha) - \alpha$, H — высота однородной атмосферы, $N(t)$ — число частиц в верхней части хромосферы.

В результате теплообмена между областями разных температур граница между ними смещается: частицы холодной области нагреваются до температуры горячей и присоединяются к ней. Скорость движения границы определяется выражением

$$\frac{dz}{dt} = \frac{N_A F}{n_o c_p (T - T_0)}, \quad (2)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Таким образом, уравнения (1)–(2) содержат следующие функциональные зависимости: $H(T)$, $N(z)$, $n_o(z)$, $\alpha(z, T)$, $\beta(z, T)$, $W(t)$, $L(T)$, $F(z, T)$ — и представляют собой замкнутую систему дифференциальных уравнений относительно z и T как функций времени. После доопределения мощности нагрева W и теплового потока F, а также необходимых начальных условий система (1)–(2) эффективно разрешается численным методом Рунге — Кутты четвертого порядка. В результате определяются зависимости от времени положения температурного фронта $z(t)$ и температуры верхней части хромосферы $T(t)$. Соответствующие графики представлены на рис. 2 и 3.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Результаты моделирования мы будем сравнивать с сеткой моделей RADYN F-CHROMA. Продолжительность нагрева 20 с, временной профиль треугольный. В качестве параметра сравнения взято изменение внутренней энергии плазмы $\Delta U(t)$ в области атмосферы, которая содержит то же число частиц, что и модельная хромосфера (рис. 4). Результаты моделирования в диапазоне энергий нагрева от 3×10^7 до 1×10^9 эрг/см^2 по порядку величины согласуются с расчетами одномерного радиационного кода RADYN, при этом время его работы на персональном компьютере составляет доли секунды.

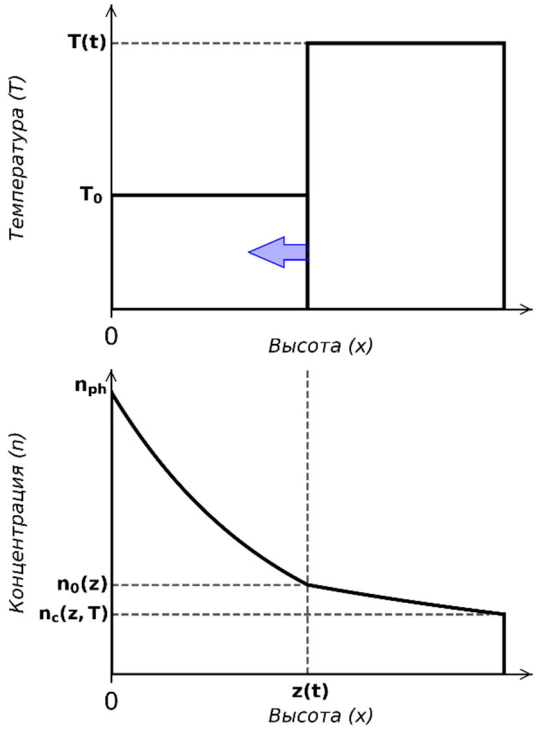

Рис. 1. Схематические графики модельной зависимости температуры и концентрации хромосферной плазмы от высоты над основанием расчетной области

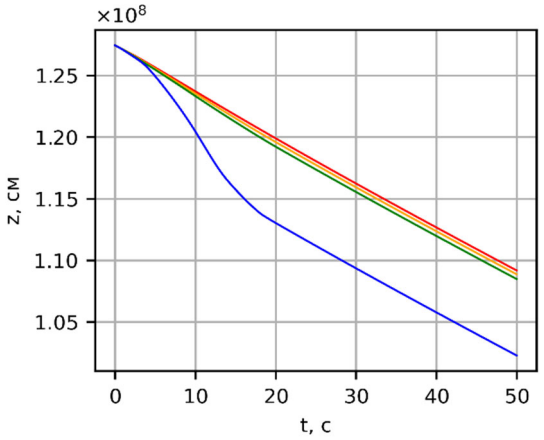

Рис. 2. Зависимость высоты температурного фронта от времени для разных энергий нагрева: $W_0 = 3 \times 10^7$ эрг/см^2 (красный), $W_0 = 1 \times 10^8$ эрг/см^2 (оранжевый), $W_0 = 3 \times 10^8$ эрг/см^2 (зеленый), $W_0 = 1 \times 10^9$ эрг/см^2 (синий)

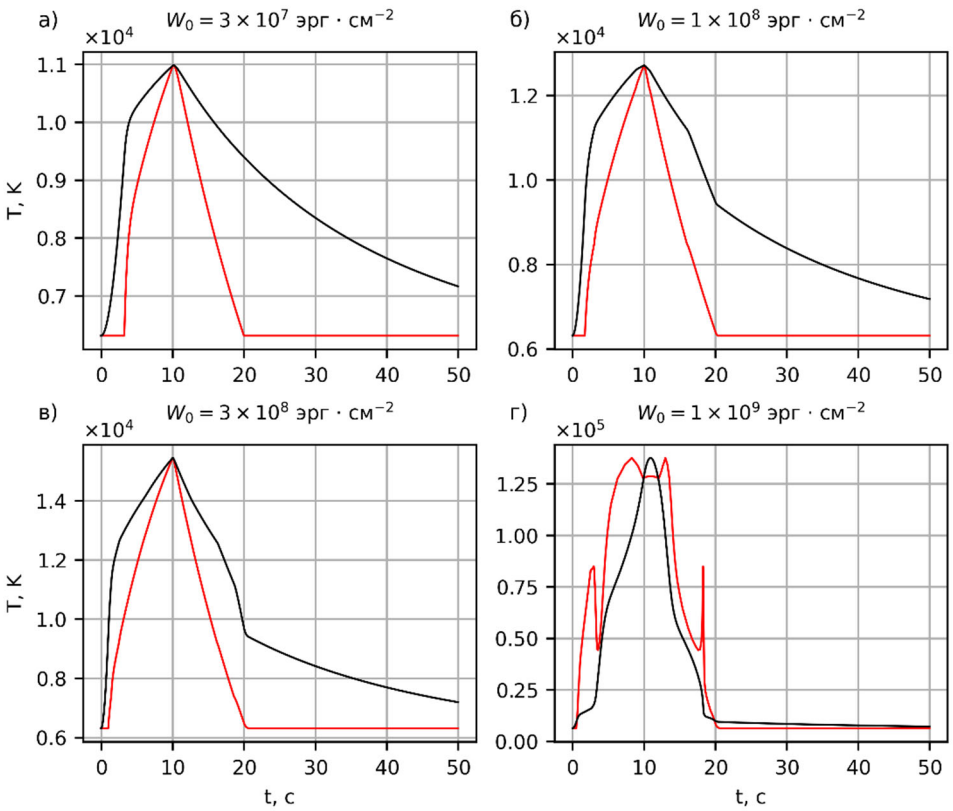

Рис. 3. Зависимость температуры верхней части хромосферы от времени (черная кривая) и значения функции лучистого охлаждения для температуры в каждый момент времени (красная кривая)

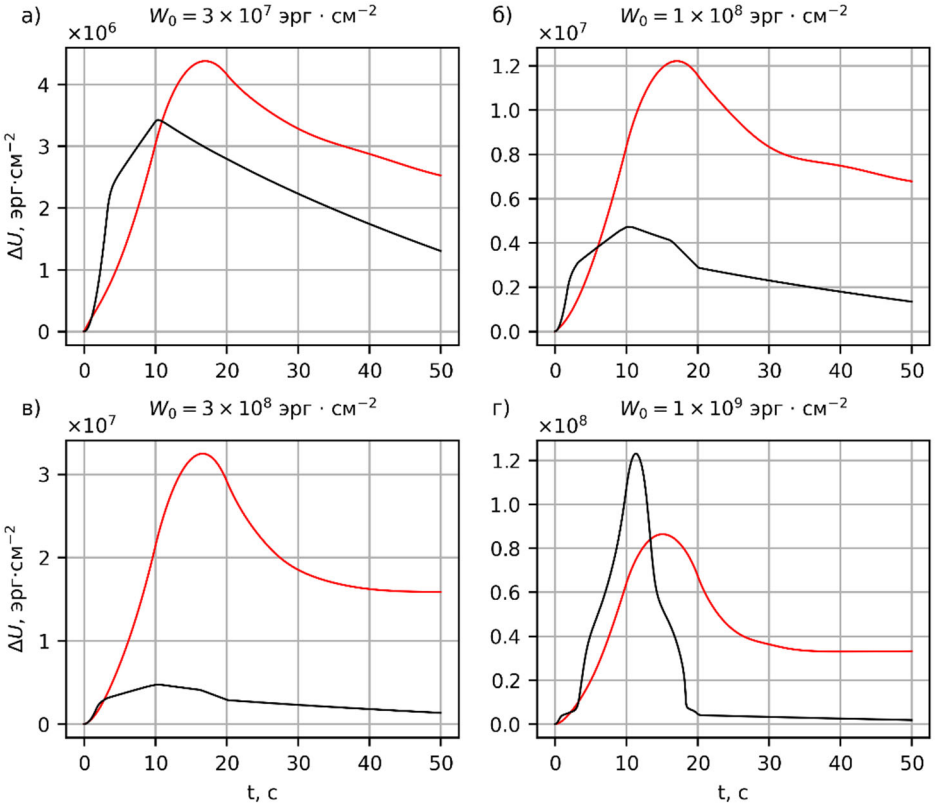

Рис. 4. Зависимость изменения тепловой энергии модельной хромосферы (черный) и соответствующей ей области атмосферы RADYN (красный)

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Богачев С.А., Ульянов А.С., Кириченко А.С. и др. Микровспышки и нановспышки в короне Солнца // Успехи физ. наук. 2020. Т. 190, № 8. С. 838–858.

Allred J.C., Kowalski A.F., Carlsson M.A Unified computational model for solar and stellar flare // Astrophys. J. 2015. V. 809, iss. 1, id 104. 14 p.

Carlsson M., Fletcher L., Allred J., et al. The F-CHROMA grid of 1D RADYN flare models // Astron. Astrophys. 2023. V. 673, id A150. 10 p.

Dufresne R.P., Del Zanna G., Young P.R., et al. CHIANTI – An Atomic Database for Emission Lines – Paper. XVIII. Version 11, Advanced Ionization Equilibrium Models: Density and Charge Transfer Effects // Astrophys. J. 2024. V. 974, iss. 1, id. 71. 15 p.

Judge P., Ionson J.A. The Problem of Coronal Heating. A Rosetta Stone for Electrodynamic Coupling in Cosmic Plasmas. N.Y.: Springer Cham, 2024. 263 p.

Klimchuk J.A., Patsourakos S., Cargill P.J. Highly efficient modeling of dynamic coronal loops // Astrophys. J. 2008. V. 682, iss. 2. P. 1351–1362.

Parker E.N. Magnetic neutral sheets in evolving fields. I – General theory // Astrophys. J. 1983a. V. 264. P. 635–647.

Parker E.N. Magnetic neutral sheets in evolving fields – Part Two — Formation of the solar corona // Astrophys. J. 1983b. V. 264. P. 642.

Somov B.V. Plasma Astrophysics. Part I. Fundamentals and Practice. Second Edition. N.Y.: Springer SBM, 2012. 498 p.

Somov B.V. Plasma Astrophysics. Part II. Reconnection and Flares. Second Edition. N.Y.: Springer SBM, 2013. 506 p.

Wentzel D.G. Coronal heating by Alfvén waves // Solar Phys. 1974. V. 39, iss. 1. PP 129–140.

Wentzel D.G. Coronal heating by Alfvén waves. II. // Solar Phys. 1976. V. 50, iss. 2. PP 343–360.