

Е.С. Куркина, Е.Д. Куретова, В.А. Ковалев

О ФОРМИРОВАНИИ ТЕПЛОВЫХ СТРУКТУР В РЕЖИМЕ С ОБОСТРЕНИЕМ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК*

Введение

Солнечные вспышки, происходящие в короне Солнца, представляют собой взрывное выделение энергии, проявляющееся в виде излучения, потоков тепла и ускоренных частиц, выбросов массы. Продолжительность импульсной фазы солнечных вспышек составляет от нескольких секунд до нескольких минут, а количество энергии, высвобождаемой за это время, может достигать миллиардов мегатонн в тротиловом эквиваленте. Выяснение механизма вспышек является одной из ключевых задач физики Солнца. Наземные и спутниковые наблюдения вспышек, обладающие высоким временным, пространственным и спектральным разрешением, позволяют составить общую картину, однако, механизм энерговыделения пока еще остается неоднозначным.

Ясно только, что ключ к пониманию этого явления следует искать в структуре и динамике магнитного поля Солнца, энергия которого может намного превосходить тепловую энергию плазмы. Солнечные вспышки, как правило, случаются вблизи нейтральной линии магнитного поля пятен, разделяющей области северной и южной полярности. Наиболее обсуждаемым механизмом вспышек является магнитное пересоединение в нейтральном токовом слое, возникающем, как предполагается, в короне над активной областью с магнитными пятнами [1]. Во время вспышки первичная энергия поля превращается в тепловую энергию, быстро повышается температура плазмы. Магнитное пересоединение и микровспышки часто рассматриваются также в качестве механизмов нагрева «стационарной» солнечной короны до температуры 2 МК [3].

Модели нагрева, описывающие распространение тепла в магнитной трубке, связаны с решением системы гидродинамических уравнений. Задача нестационарного нагрева хромосферы в импульсной фазе решается путем численного расчета переходных процессов для гидродинамического отклика. Общая картина, описываемая, такой моделью, согласуется с наблюдениями, однако, при интерпретации возникает ряд трудностей, в частности, в

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты: 11-01-008871, 11-02-00757.

теоретических расчетах отсутствует наблюдаемый на ранней фазе вспышки эффект «уменьшения меры эмиссии» [4].

За численными решениями сложных систем уравнений могут быть упущены отдельные важные эффекты. Характер нагрева вспышечной плазмы в значительной степени зависит от нелинейности источника. Обычно же в численных расчетах задач газодинамики задается граничное условие в виде прямоугольного импульса или импульса с линейным нарастанием и спаданием потоков ускоренных частиц и тепла.

В [4,5] показано, что во время вспышки температура растет в режиме с обострением (по гиперболическому закону). В настоящей работе моделирование процессов взрывного возрастания энергии неподвижной электронной плазмы во время вспышки производится на основе нелинейного уравнения теплопроводности с объемным источником тепла. Выбор модели обусловлен тем, что при определенных условиях модель описывает формирование локализованных нестационарных структур, развивающихся в режиме с обострением. Локализованные нестационарные структуры адекватно описывают короткоживущие микровспышки, имеющие характерные пространственные и временные масштабы. Они возникают при сверхкритических мелкомасштабных температурных возмущениях фона. Полуширина области интенсивного энерговыделения сокращается, что приводит к *уменьшению фактора заполнения* излучающего объема и проявляется как *эффект уменьшения меры эмиссии*, наблюдаемый во время вспышек. Подобраны нелинейные функции и параметры, отражающие зависимость объемного источника и коэффициента теплопроводности от температуры для плазмы короны Солнца.

ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ НА НУЛЕВОМ ФОНЕ. ТРИ ТИПА РЕЖИМОВ С ОБОСТРЕНИЕМ

В семидесятых годах прошлого века было открыто, что в среде с нелинейным коэффициентом теплопроводности и объемным источником тепла процессы горения развиваются в режиме с обострением. При определенных условиях наблюдается явление локализации тепла, которое приводит к расслоению сплошной среды на отдельные структуры – области интенсивного горения. Температура внутри этих областей может на несколько порядков превышать окружающий фон. Локализованные структуры имеют характерный размер – фундаментальную длину, и существуют конечное время.

Для изучения необычных свойств режимов с обострением в качестве базовой модели было выбрано квазилинейное уравнение теплопроводности с коэффициентом теплопроводности и объемным источником тепла, степенным образом зависящими от температуры $T(r, t)$:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\chi_0 T^\sigma \operatorname{grad} T) + q_0 T^\beta, \quad t > 0, \quad r \in D_1 \quad (1)$$

где t – время, r – пространственная координата, $\chi_0, q_0 > 0$, $\sigma > 0$, $\beta > 1$ – параметры. При соответствующем выборе значений параметров уравнение (1) описывает термоядерное горение плазмы с электронной или радиационной теплопроводностью.

Горение инициируется заданием начального распределения температуры в некоторой области пространства $D_2 \subseteq D_1$:

$$T(r, 0) = T_0(r) \leq M < \infty. \quad (2)$$

Начавшееся горение начинает распространяться по нулевому фону. На фронте волны горения ставятся обычные граничные условия сопряжения с нулевым фоном.

Свойства решений этой задачи для уравнения (1) при разных значениях параметров хорошо изучены. Многие результаты изложены в монографии [6], а оригинальные работы по режимам с обострением вошли в сборник [7].

Нелинейное уравнение (1) при заданных значениях параметров имеет бесконечно много решений, зависящих от начального распределения (2). Однако только некоторые определяют характер эволюции всей системы. Это *автомодельные* решения, которые играют роль аттракторов для всех прочих решений задачи Коши с произвольными начальными данными. Автомодельные решения определяются параметрами нелинейной среды и не зависят от начального распределения (2), поэтому их называют собственными функциями (СФ) нелинейной среды.

В радиально-симметричном случае автомодельные решения имеют вид:

$$T(r, t) = g(t)\Theta(\xi), \quad \xi = \frac{r}{\psi(t)}, \quad (3)$$

где ξ – автомодельная переменная, $\Theta(\xi)$ – автомодельное решение, а $g(t)$ и $\psi(t)$ некоторые функции времени. Автомодельное уравнение для функции $\Theta(\xi)$ и вид функций $g(t)$ и $\psi(t)$ можно найти, подставляя выражение (3) в уравнение (1) [6].

$$g(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^m, \quad \psi(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^n, \quad m = -\frac{1}{\beta-1}, \quad n = \frac{\beta-\sigma-1}{2(\beta-1)}. \quad (4)$$

Автомодельное уравнение имеет вид:

$$\frac{\chi_0}{(\sigma+1)} \Delta \Theta^{\sigma+1} = -\frac{m}{\tau} \Theta + \frac{n}{\tau} \xi \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} - q_0 \Theta^\beta, \quad (5)$$

где τ – произвольный параметр обобщенного разделения переменных (3), имеющий смысл времени обострения при $\tau > 0$. Действительно, как следует из формул (3) и (4) при $\tau > 0$ автомодельные решения существуют конечное время $t = \tau$ и развиваются в режиме с обострением: $g(t) \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow \tau$.

Доказано, что автомодельное уравнение, дополненное соответствующими граничными условиями, для каждого значения $\tau > 0$ имеет решения, они называются собственными функциями (СФ) автомодельной задачи. Для разных значений τ СФ получаются друг из друга преобразованием подобия, определяя одно и то же автомодельное решение (3), взятое в разные моменты времени.

В зависимости от значений параметров σ и β существует три типа режимов с обострением: HS, S и LS, определяемых автомодельными решениями (3).

1) **HS-режим.** При $1 < \beta < \sigma + 1$ существует единственная радиально симметричная финитная СФ, имеющая один максимум в центре симметрии, которая описывает волну горения, распространяющуюся в пространстве. Горение за время обострения τ охватывает все пространство.

2) **S-режим.** При $\beta = \sigma + 1$ автомодельная задача также имеет единственную собственную функцию с одним максимумом в центре симметрии. Соответствующее ей автомодельное решение описывает нестационарную структуру, локализованную в области, имеющей определенный размер – фундаментальную длину L_T . Действительно, в этом случае, как следует из формул (3) и (4), фронт и все остальные точки профиля автомодельного решения (3) не перемещаются по пространству (так как $\xi = r$). Внутри области локализации температура растет в режиме с обострением, а вне ее остается равной нулю; полуширина области горения не изменяется. В одномерном случае получено аналитическое решение [6]:

$$T(r, t) = T_0 g(t) \Theta_S(r), \quad 0 \leq r \leq 0.5 * L_T, \quad (6)$$

$$\Theta_S(r) = \cos^{2/\sigma}(\pi r / L_T), \quad L_T = \frac{2\pi}{\sigma} \sqrt{\frac{\chi_0}{q_0} (\sigma + 1)}.$$

В радиально-симметричном случае собственная функция $\Theta_S(r)$ имеет такой же вид (6), но с другим значением фундаментальной длины. Фундаментальная длина увеличивается с размерностью пространства. В работе [8] получено приближенное решение для сферически-симметричного и цилиндрически-симметричного случаев.

3) *LS-режим*. При $\beta > \sigma + 1$ все точки профиля автомодельного решения (3) движутся к центру (так как $r(t) = \xi \cdot \psi(t)$ уменьшается со временем) и растут в режиме с обострением, в результате эффективная ширина области горения сокращается, и температура при $t = \tau$ обращается в бесконечность только в одной точке – центре симметрии. В этом случае не существует решения автомодельной задачи в ограниченной области пространства, фронт находится на бесконечности. Доказано, что в случае финитных начальных возмущений (2) имеет место строгая локализация процесса горения, а автомодельное решение хорошо описывает процесс горения внутри области локализации. Получена оценка фундаментальной длины в *LS-режиме* в одномерном случае, которая зависит от параметров среды и от энергии начального возмущения $W_0 (W_0 = \max T_0(r) \times \|\text{supp } T_0\|)$ [6]:

$$L_{(LS)}^{(\beta-\sigma-3)} = \frac{1}{d^2} W_0^{(\beta-\sigma-1)}, \quad d = \pi \sqrt{\frac{\chi_0}{q_0} \frac{2(\beta + \sigma + 1)}{\sigma(\beta - 1)}}, \quad (7)$$

С помощью теорем сравнения доказано, что она не может превосходить фундаментальной длины в *S*-режиме для меньшего значения β равного $\sigma+1$.

Таким образом, явление локализации и возникновение нестационарных диссипативных структур имеет место при $\beta \geq \sigma + 1$ в *S*- и *LS*-режимах.

Исследования показали, что в *LS*-режиме существует конечный, строго определенный набор (спектр) СФ, число которых зависит от значений параметров σ и β [7,8,9]. СФ отличаются друг от друга архитектурой, симметрией, принципом расположения максимумов, формой и размером областей локализации. В спектре всегда присутствует первая СФ $\Theta_1(\xi)$ – простая структура с одним максимумом в центре. Существуют радиально-симметричные СФ и структуры со сложной архитектурой, имеющие много максимумов [9].

СФ обладают разной степенью устойчивости и разной областью притяжения. В целом можно утверждать, что любое решение, инициированное начальным возмущением (2), стремится выйти на автомодельный режим, и развиваться в соответствии с той или иной СФ. Структурно устойчивым автомодельным решением, имеющим широкую

область притяжения, является простая структура с одним максимумом. Именно она определяет характерный размер, возникающих в нелинейной среде структур, и фундаментальную длину области локализации (7) [8,9].

ДИНАМИКА РЕЖИМОВ С ОБОСТРЕНИЕМ НА ОДНОРОДНОМ НЕНУЛЕВОМ ФОНЕ

Почти все теоретические результаты по исследованию свойств режимов с обострением получены для случая, когда процесс горения начинается в абсолютно холодной среде, имеющей нулевую температуру. Поскольку внутри области горения, температура повышается на много порядков, то во многих случаях температуру окружающего фона можно действительно считать равной нулю. Однако это приближение не может быть использовано при моделировании вспышек в короне Солнца, которые происходят на высоком температурном фоне.

Исследуем особенности динамики процесса горения, развивающегося в режиме с обострением на однородном ненулевом фоне. Модифицируем вид объемного источника тепла так, чтобы уравнение (1) допускало существование устойчивого однородного стационарного решения. Рассмотрим нелинейное уравнение теплопроводности с источником вида:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (\chi_0 T^\sigma \frac{\partial T}{\partial x}) + Q(T), \quad (8)$$

$$Q(T) = q_0 (T^{\beta_1} - T_0)(T^{\beta_2} - T_1), \quad T_0 < T_1, \quad 0 < \sigma < 1, \quad \beta_1 + \beta_2 > 1.$$

Уравнение (8) имеет два стационарных решения: $\tilde{T}_0 = T_0^{1/\beta_1}$, $\tilde{T}_1 = T_1^{1/\beta_2}$. Нетрудно доказать, что в соответствующей системе ОДУ

$$\frac{dT}{dt} = Q(T), \quad T(t=0) = T^0 \quad (9)$$

меньший стационар \tilde{T}_0 – устойчив, а больший \tilde{T}_1 – неустойчив. Причем, если начальная температура $T^0 > \tilde{T}_1$, то развитие происходит в режиме с обострением, и за конечное время температура обращается в бесконечность. Если $T^0 < \tilde{T}_1$, то решение ОДУ стремится к устойчивому стационару \tilde{T}_0 . Таким образом, неустойчивый стационар \tilde{T}_1 играет роль порога.

Обратимся теперь к нелинейному уравнению теплопроводности (8). Из линейного анализа устойчивости следует, что малые возмущения стационара \tilde{T}_0 затухают, а стационара – \tilde{T}_1 растут, то есть, как и в системе ОДУ,

стационар \tilde{T}_0 – устойчив, а \tilde{T}_1 – неустойчив. Возникает вопрос, существуют ли сверхкритические возмущения стационара \tilde{T}_0 , которые приводят к «вспышке» горения в режиме с обострением? Имеет ли место локализация тепла и возникают ли нестационарные структуры?

Интуитивно ясно, что в развитие процесса горения в режиме с обострением при больших температурах, определяющий вклад вносит главный нелинейный член $T^{\beta_1}T^{\beta_2}$ в источнике:

$$Q(T) = q_0(T^{\beta_1} - T_0)(T^{\beta_2} - T_1) = q_0(T^{\beta_1}T^{\beta_2} - T_1T^{\beta_1} - T_0T^{\beta_2} + T_0T_1).$$

Остальные члены по мере роста температуры играют все меньшую и меньшую роль, и решения уравнения (8) стремятся к решениям уравнения (1) с $\beta_1 + \beta_2 = \beta$. На развитой стадии процесса при $1 < \beta_1 + \beta_2 < \sigma + 1$ должен наблюдаться HS-режим, при $\beta_1 + \beta_2 = \sigma + 1$ – S-режим, а при $\beta_1 + \beta_2 > \sigma + 1$ – LS-режим. Разумно также предположить, что некоторые небольшие возмущения однородного устойчивого стационара будут затухать, а другие сверхкритические возмущения будут расти в режиме с обострением. При этом при $\beta_1 + \beta_2 \geq \sigma + 1$ будет наблюдаться явление локализации тепла на фоне и возникать нестационарные структуры, а при $1 < \beta_1 + \beta_2 < \sigma + 1$ процесс горения будет распространяться по фону.

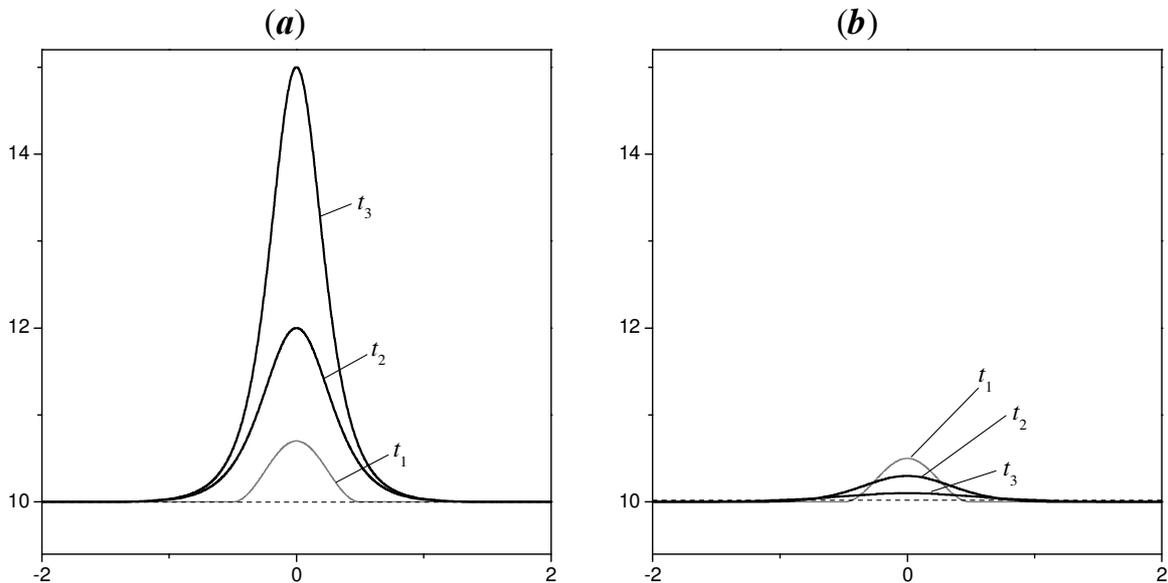


Рис. 1. Рост (а) и затухание (б) начального возмущения фона в зависимости от его величины; $\chi_0 = 0.05$, $\sigma = 1$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 2$, LS-режим.

Уравнение (8) для случая S-режима при $\sigma=1$, $\beta_1 = \beta_2 = 1$ исследовалось в работе [10]. Было доказано, что действительно существуют сверхкритические возмущения стационара, при которых процесс горения развивается в режиме с обострением, и численно показано, что имеет место локализация тепла на ненулевом фоне. Более того с помощью автомодельной обработки было показано, что распределение температуры стремится выйти на автомодельное решение (6), определяемое уравнением (1). Некоторые расчеты были сделаны и для случая LS- и HS- режимов.

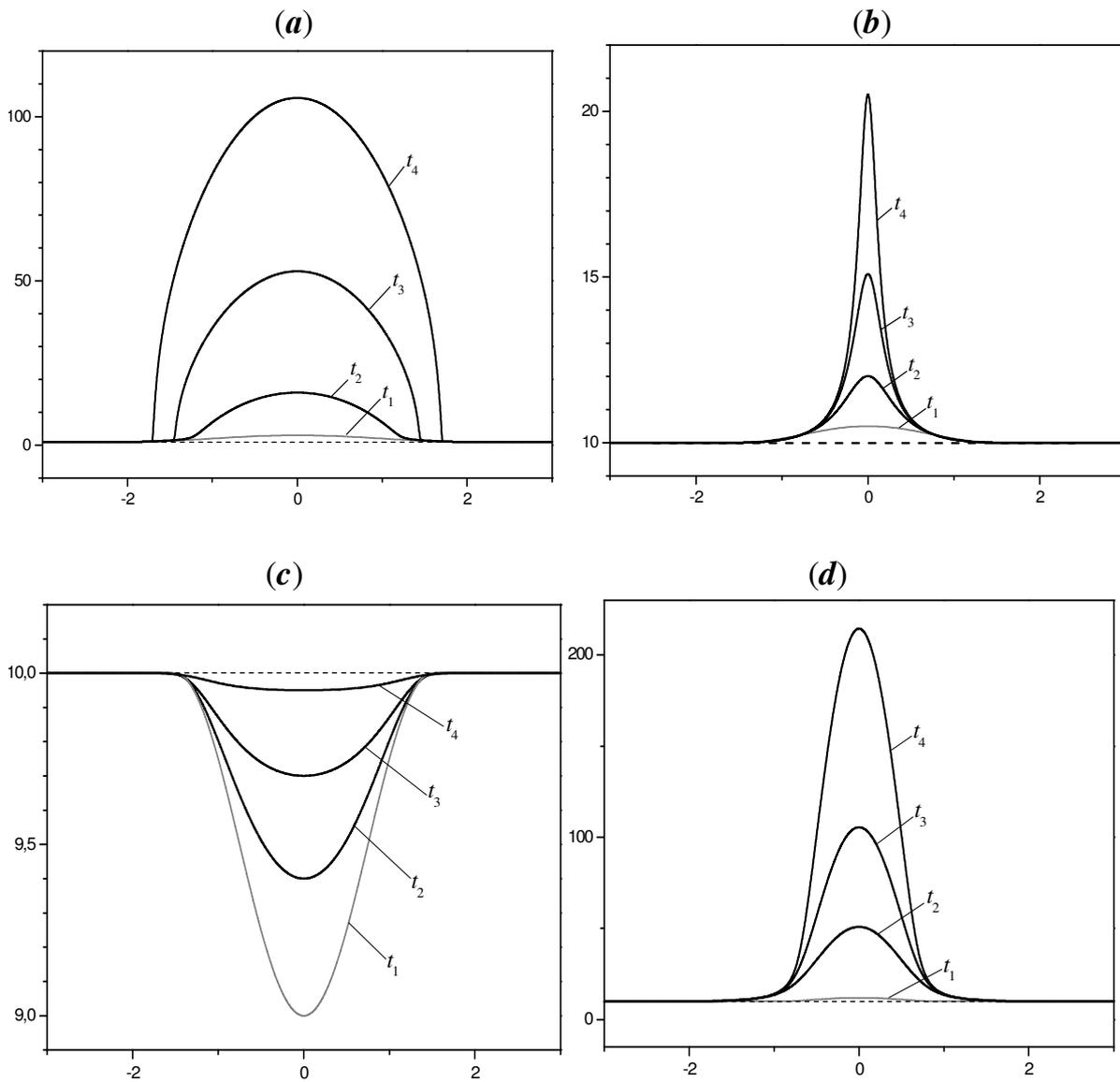


Рис. 2. Развитие в HS (а), LS (б) и S (в) режимах с обострением и релаксация к фону отрицательного возмущения (г).

В настоящей работе было проведено подробное численное исследование задачи Коши для уравнения (7) с различными начальными возмущениями стационара \tilde{T}_0 . Выдвинутые предположения подтвердились. Действительно, в зависимости от значений параметров существуют все три режима горения с обострением, и возникают они при сверхкритических возмущениях фона. Ниже приведены характерные расчеты для разных значений параметров σ , β_1 , β_2 при $\tilde{T}_0 = 10^{1/\beta_1}$, $\tilde{T}_1 = 105^{1/\beta_2}$, $q_0 = 1$.

1) На рис.1 показаны профили распределения температуры в разные моменты времени ($0 < t_1 < t_2 < t_3$). Мы видим, что если начальное возмущение ниже некоторого порогового, то наблюдается его релаксация к фону (рис. 1b), а если выше порогового, то начинается рост в режиме с обострением (рис. 1a). Отметим, что затухание возмущения происходит в классическом режиме, при котором температура возмущения теоретически за бесконечное время асимптотически приближается к температуре фона T_0 .

2) На рис.2. показаны профили распределения температуры в разные моменты времени ($0 < t_1 < t_2 < t_3 < t_4$) при развитии горения в HS (рис. 2a), LS (рис. 2b) и S (рис. 2d) режимах с обострением. Использовались следующие значения параметров:

S-режим ($\beta_1 + \beta_2 = \sigma + 1$): $\chi_0 = 0.06$, $\sigma = 2$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 2$.

HS-режим ($\beta_1 + \beta_2 < \sigma + 1$): $\chi_0 = 0.06$, $\sigma = 2.6$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 2$.

LS-режим ($\beta_1 + \beta_2 > \sigma + 1$): $\chi_0 = 0.005$, $\sigma = 1$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 2$.

Горение во всех случаях инициировалось заданием некоторого финитного положительного сверхкритического возмущения фона \tilde{T}_0 в области D_1 (температура $T^0(r)$ при $t=0$ превышала \tilde{T}_0 в D_1). Мы видим, в случае HS-режима (рис. 2a) область горения расширяется, локализация отсутствует. В LS- и S-режимах локализация горения имеет место, и на ненулевом фоне формируются нестационарные структуры с сокращающейся полушириной (рис. 2b) или постоянной (рис. 2d).

Проведенные расчеты показали, что в случае начального отрицательного возмущения стационара \tilde{T}_0 ($T^0(r) < \tilde{T}_0$, $r \in D_1$) наблюдается его затухание при всех значениях параметров. На рис. 2c показана релаксация к фону отрицательного начального возмущения для значения параметров, соответствующих LS режиму. Стремление к стационару происходит в обычном классическом режиме, поскольку, чем ближе к фону, тем большую роль начинают играть линейные члены, определяя экспоненциальный характер затухания.

3) Существование при одних и тех же значениях параметров начальных финитных возмущений на фоне, как приводящих к развитию в режиме с обострением, так и к релаксации, ведет к формированию интересных локализованных структур, развивающихся в режиме с обострением и существующих конечное время. На рис. 3 показаны некоторые типы структур, которые могут возникать в рассматриваемой задаче. Параметры соответствуют LS-режиму ($\beta_1 + \beta_2 > \sigma + 1$): $\sigma = 0.5$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 2$. Другие константы имеют значения: $\tilde{T}_0 = 10$, $\tilde{T}_1 = \sqrt{105}$, $q_0 = 1$, $\chi_0 = 0.05$ или 0.2 .

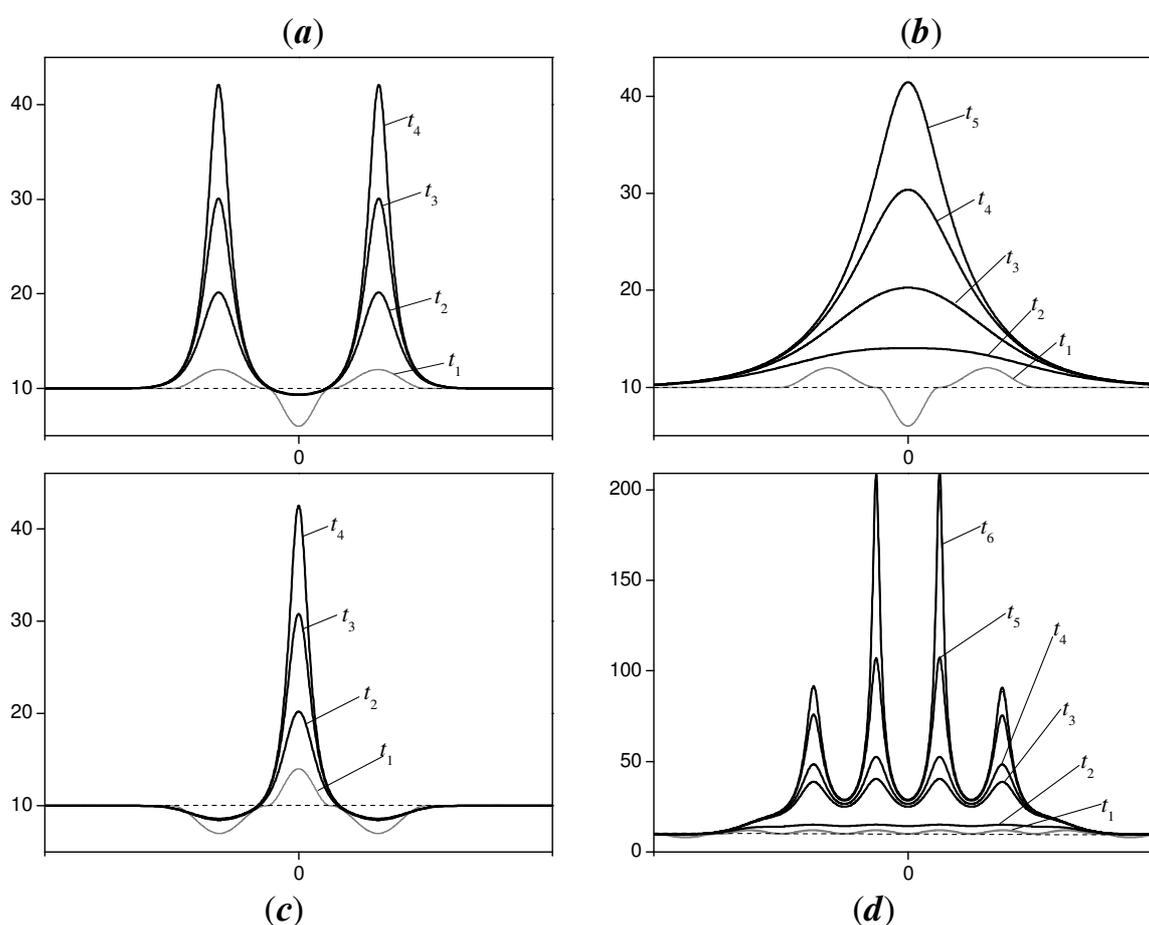


Рис. 3 Некоторые типы структур, которые возникают в LS-режиме.

Если начальное возмущение содержит участки первого типа, в которых температура опускается ниже фоновой, и участки второго типа, в которых она поднимается выше критической над фоном, то на участках второго типа начинается горение в режиме с обострением и формируются

локализованные структуры. На участках первого типа происходит релаксация к фону. Поскольку затухание идет медленно в обычном режиме, а на соседних участках развивается режим с обострением, то за время обострения, когда температура в области локализации поднимается на несколько порядков, температура в областях первого типа практически не изменяется. В результате создается иллюзия, что возникают структуры, содержащие участки, в которых температура опускается ниже фоновой и не изменяется вплоть до момента обострения. Примеры таких структур с одним максимумом и с двумя показаны на рис. 3а и 3с. Построены структуры и с большим количеством максимумов и минимумов, опускающихся ниже фона. Такие структуры возникают, если размер участков второго типа больше, чем фундаментальная длина L_{LS} .

4) Если размер области, где задано сверхкритическое возмущение, меньше L_{LS} , то на начальной стадии процесса происходит растекание начального возмущения, и только спустя некоторое время оно прекращается, и начинается бурный рост температуры в режиме с обострением. В этом случае может сформироваться структура с одним максимумом (рис. 3b) или сложная структура, содержащая несколько максимумов (рис. 3d). Мы видим, что одинаковые начальные возмущения фона рис. 3а и рис. 3b приводят к разной динамике, так как коэффициент диффузии в случае b в 4 раза больше, чем в случае a , а фундаментальная длина в 2 раза больше (см. формулу (7)).

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЫ ВСПЫШЕЧНОГО НАГРЕВА

1) **Режим с обострением.** При исследовании вспышек возникает вопрос о режиме нагрева, который можно определить по временным рядам данных. Обычно определяют тренд, выбирая наиболее приемлемую аппроксимацию: линейную, степенную, логарифмическую или экспоненциальную (см., например, стандартные пакеты программ для ПК). Возможность аппроксимации гиперболой обычно не рассматривается, очевидно, из-за её поведения вблизи асимптоты, где она неограниченно возрастает на конечном интервале времени. Между тем, как раз такое (гиперболическое) поведение представляет особый интерес, поскольку отражает нелинейный характер источника, в частности, этому решению соответствуют режим с обострением.

Для решения обсуждаемого вопроса в работе [11] был предложен дифференциальный метод. Он заключается в вычислении по временным рядам данных функции

$$H(t) = \frac{T'_t}{T}. \quad (10)$$

Понятно, что, если $H(t) = const$, то процесс экспоненциальный. Если $|H(t)|$ возрастает, то процесс условно можно назвать ускоренным, а если – уменьшается, то замедленным. На основе температурных профилей, полученных из анализа рентгеновских снимков ряда вспышек, было показано, что время существования вспышки можно разделить на несколько интервалов с разными не экспоненциальными режимами нагрева и охлаждения [4]. В работе [5] был проведен анализ поведения как температуры, так и меры эмиссии, что позволило на основе уравнения баланса энергии исследовать свойства источника нагрева и некоторые особенности газодинамики вспышки. Было установлено, что на ранней стадии вспышки происходил ускоренный нагрев в режиме с обострением, сопровождающийся ростом $H(t)$. После достижения функции $H(t)$ максимального значения нагрев происходил в замедленном режиме, то есть с уменьшением $H(t)$. В частности, во вспышке, которая случилась 5.07.2009, первые 150 сек нагрев от 0.7 кэВ до 1.1 кэВ проходил в ускоренном режиме с обострением. Дальнейший нагрев проходил уже в замедленном режиме, с уменьшением $H(t)$, когда, по всей вероятности, стало существенно радиационное охлаждение и потери энергии в гидродинамических процессах. Таким образом, можно считать *доказанным* наличие режима с обострением во время вспышки, который является необходимым условием для локализации тепла.

Этот вывод важен еще и для решения вопроса о механизме вспышки. Для возникновения наблюдаемого ускоренного нагрева объемный источник степенного вида $Q(T) \sim T^\beta$ должен иметь $\beta > 1$. Дальнейшее подавление режима с обострением и перехода в режим замедленного нагрева обусловлено возрастанием радиационного охлаждения в результате «испарения» хромосферы и увеличением *меры эмиссии* [5]. Такой источник нагрева с $\beta \approx 3/2$ возникает при ускорении заряженных частиц в магнитной ловушке, образованной сходящимися перетяжками магнитной трубки [12]. На возможное наличие перетяжек во вспышечных трубках указывают наблюдения мелкомасштабных высокотемпературных структур [13]. Предполагается, что вспышечный сценарий, представляет собой

трансформацию кинетической энергии возмущения (перетяжки), распространяющейся от фотосферы через аркаду магнитных трубок.

2) Мера эмиссии и фактор заполнения. Важный эффект был обнаружен во время вспышки 5.07.2009. Согласно рентгеновским данным, нагрев сопровождался сначала двухступенчатым уменьшением меры эмиссии EM :

$$EM = \int n^2 dV, \quad (11)$$

n – концентрация, V – объем, примерно на 30% за 80 с, а затем ее восстановлением до первоначального уровня. Выделяются интервалы времени, в которых $EM \sim T^\gamma$, на первом интервале при $0 < t < 80$ с, $\gamma = -0,64$, на втором при $80 < t < 150$ с, $\gamma = 0,6$. По всей видимости, этот наблюдаемый эффект, скорее всего, *не связан с реальным уменьшением n или V* . Скорее всего, при сохранении общего вспышечного объема и числа частиц в результате неоднородного турбулентного нагрева, происходит усиление мелкомасштабных возмущений *с уменьшением их полуширины*, что приводит к уменьшению фактора заполнения и проявляется как эффект «уменьшения меры эмиссии». Уменьшение эффективного излучающего объема горячей области имеет место в LS- и S-режимах, если начальное возмущение превышает фундаментальную длину. Тогда процесс горения идет с сокращением полуширины даже в случае S-режима, пока не сократится до размера, определяемого параметрами и автоматическим решением. Отсюда следует, что если источник имеет степень $\beta = 3/2$, то степень в коэффициенте теплопроводности должна быть меньше $\sigma \leq \beta - 1$, то есть $\sigma \leq 0,5$. Это значение сильно отличается от случая классической теплопроводности с $\sigma = 5/2$, обусловленной тепловыми электронами [12]. Если же считать, что режим слабой диффузии с показателем $\sigma \leq 0,5$ реализуется, то неизбежно приходим к выводу об аномальном характере теплопроводности вспышечной плазмы.

3) Модель. Уравнение энергии для электронной компоненты неподвижной вспышечной плазмы в магнитной трубке может быть приведено к виду нелинейного уравнения теплопроводности (8). Выберем параметры, описывающие солнечные вспышки.

Уравнение энергии для электронной компоненты неподвижной вспышечной плазмы в магнитной трубке может быть приведено к виду нелинейного уравнения теплопроводности (8). Выберем параметры, описывающие солнечные вспышки.

Максимальная степень в источнике $\beta = 3/2$, поэтому $\beta_1 + \beta_2 = 1.5$. Поскольку характер наблюдаемых вспышек предполагает уменьшение полуширины пространственных структур со временем, будем рассматривать значения параметра $\sigma \leq 0.5$.

Исходя из результатов наблюдений, можно считать, что локальные вспышечные уярчения происходят на температурном фоне около $T_0 \approx 7 \times 10^6 K = 0.7 \text{ кэВ}$ на пространственных масштабах порядка нескольких сотен километров. За конечное время наблюдается локальное увеличение температуры примерно до 1.1 кэВ . Отсюда находим значения коэффициентов: $q_0 \approx 4 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\chi_0 \approx 10^3 \text{ см}^2$. Параметры, определяющие фон и пороговый уровень соответственно равны: $T_0 = 10^{1/\beta_1}$, $T_1 = 22^{1/\beta_2}$. На рис. 4 приведены результаты расчетов для значений параметров: $\sigma = 0.5$, $\beta_1 = 0.75$, $\beta_2 = 0.75$, $T_1 = 1$, $T_2 = 1.05$.

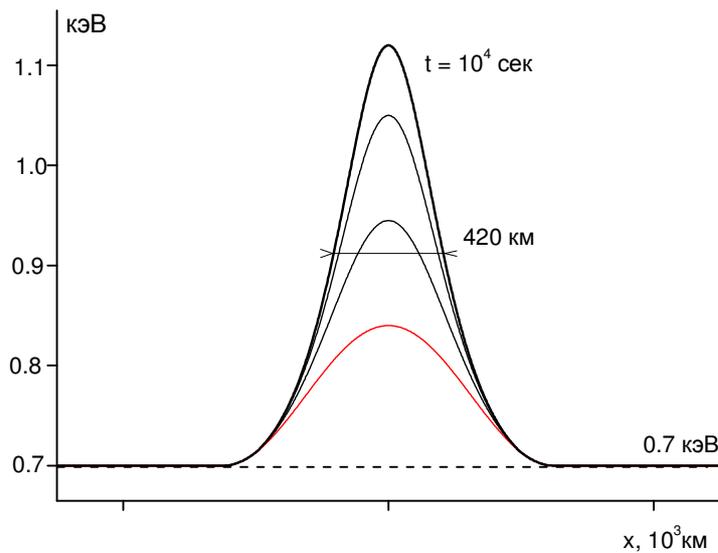


Рис. 4. Формирование структуры.

Для сравнения с экспериментальными данными расчеты приведены в реальных пространственно-временных масштабах и для реальных значений температур. Данный набор параметров соответствует S-режиму с обострением, когда область нагрева локализована в пространстве. Используя формулу (6) для оценки фундаментальной длины, находим: $L_S \approx 150 \text{ м}$.

Характерный размер L_T наблюдаемых структур во время вспышек – сотни км, то есть на 3 порядка больше L_S . Это означает, что если начальное сверхкритическое возмущение возникает в области размера L_T , то полуширина формирующейся структуры будет сокращаться со временем, пока не достигнет фундаментальной длины L_S . Далее она будет оставаться постоянной, а решение все ближе приближаться к автомодельному (6). Учитывая, что $L_S \ll L_T$, это может случиться только на поздней стадии

процесса при росте амплитуды на несколько порядков. В нашей задаче при нагреве от 0.7 до 1.1 кэВ реализуется только *начальная стадия* режима с обострением, и наблюдается сокращение полуширины области горения (рис. 4), которое проявляется, как уменьшение меры эмиссии.

Рассмотрим, как происходит эволюция нескольких вспышек, возникших на фоне одновременно. Поскольку возмущения фона имеют характерный размер L_T , превышающий фундаментальную длину L_S , то растекание области горения не происходит на начальной стадии процесса, как это имеет место в обратном случае (см. рис. 3d); тогда на каждом участке среды, где выделилась сверхкритическая энергия, наблюдается развитие одной структуры с сокращающейся полушириной. То есть рост начальных возмущений происходит в виде автономно развивающихся и независимых друг от друга структур. На рис. 5 показаны результаты расчетов эволюции периодического начального возмущения фона.

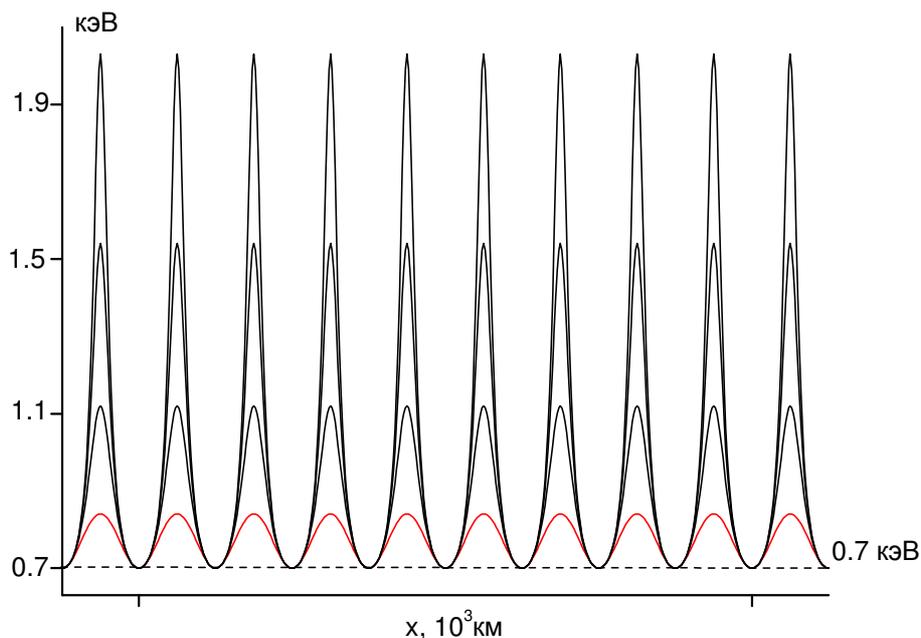


Рис. 5 Периодические структуры, описывающие эволюцию температурных возмущений вспышечной области.

Отметим, что расчёты проводились с помощью пакета Matlab. Вычисления велись на подробных сетках (400 – 1800 узлов по x), шаг по времени t уменьшался в соответствии с ростом в режиме с обострением. Контроль над достоверностью вычисляемого решения осуществлялся с помощью сгущения сетки по x .

Заключение

В работе предложена математическая модель, описывающая начальную фазу вспышечного нагрева в короне Солнца. В основе модели лежит нелинейное уравнение теплопроводности со знакопеременным объемным источником, к которому сводится уравнение энергии электронной компоненты неподвижной плазмы при уменьшении числа переменных благодаря эмпирической связи концентрации и температуры $n \sim T^\gamma$ в интервалах с $\gamma \approx const$.

Предполагается, что вспышки возникают в результате перетяжек магнитной трубки и формирования коллапсирующих магнитных ловушек. В результате сближения перетяжек происходит ускорение заряженных частиц (механизм Ферми) и формирование источника нагрева с температурной зависимостью $\sim T^{3/2}$.

Выбрана функция, описывающая источник и подобраны параметры модели с неклассической теплопроводностью.

Проведены расчеты, и изучены особенности формирования тепловых структур, возникающих при сверхкритических возмущениях на однородном температурном фоне.

Показано, что во время вспышки возникают структуры, в которых полуширина области энерговыделения сокращается со временем. Наблюдаемый на ранней фазе вспышки эффект «уменьшения меры эмиссии» связывается с уменьшением фактора заполнения вспышечного объема из-за уменьшения полуширины структур.

Список литературы

- 1 *Priest E., Forbes T. Magnetic Reconnection: MHD theory and applications //Cambridge University press, 2007, p.667*
- 2 <http://www.374.ru/index.php?x=2007-10-25-30>
- 3 <http://en.wikipedia.org/wiki/Nanoflares>
- 4 *Ковалев В.А., Костюченко И.Г. Савченко М.И., Чариков Ю.Е. //Режимы нагрева и «испарения» плазмы во время солнечной вспышки 05.07.2009. Пулковский сборник, 2010 г.*
- 5 *Биленко И.А., Ковалев В.А., О режимах нагрева во время солнечных вспышек// Письма в Астрон. журн., 35, 873, 2009*
- 6 *Самарский А.А., Галактионов В.А., Курдюмов С.П., Михайлов А.П. Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений //М.: Наука, 1987. 480 с.*

- 7 Режимы с обострением: эволюция идеи / Под ред. Г.Г. Малинецкого. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 312 с.
- 8 Курдюмов С.П., Куркина Е.С. «Спектр собственных функций автомодельной задачи для нелинейного уравнения теплопроводности с источником» // ЖВМиМФ, 2004, Т. 44. № 9. С. 1619-1637.
- 9 Куркина Е.С. «Спектр двумерных локализованных структур, развивающихся в режиме с обострением» // Журнал «Динамика сложных систем», 2007, № 1, Т.1, С. 17-38.
- 10 Е. С. Куркина, И. М. Никольский «Исследование нелинейного уравнения теплопроводности с квадратичным источником» // Прикладная математика и информатика № 24, М.: Изд-во факультета ВМиК МГУ, 2006, С. 5-23.
- 11 Ковалев В.А., Ковалев И.В., Дифференциальный метод диагностики не-линейных режимов. // Нелинейный мир, 2009. Т.7. № 12. С.918–921.
- 12 Ковалёв В.А., Сомов Б.В., О роли столкновений при ускорении частиц в магнитных ловушках солнечных вспышек.// Письма в Астрон. журн., Т.29, № 6, 2003, С.465-472.
- 13 Ковалёв В.А., Чернов Г.П., Ханаока И. Мелкомасштабные высокотемпературные структуры во вспышечной области.// Письма в Астрон. журн., Т.27, № 4, 2001, 310-320.