

ТРЕХМЕРНЫЕ НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ТВЕРДОПЛАМЕННОГО ГОРЕНИЯ В НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Т. П. Ивлева, А. Г. Мержанов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка
tanja@ism.ac.ru

Рассмотрено влияние теплопотерь на характеристики твердопламенного горения. Выявлены новые установившиеся трехмерные периодические режимы, не реализуемые при горении в адиабатических условиях. На примере режима с шестью очагами, движущимися по винтовым линиям в приповерхностных слоях цилиндра, объяснена сущность режимов такого типа. Очаги локализованы в приповерхностных слоях цилиндра и не пересекают центральные (расположенные вдоль оси) зоны образца. Внутренняя часть цилиндра (ядро) сгорает в стационарном режиме, т. е. вдоль оси цилиндра фронт движется с постоянной скоростью. Дано объяснение существования таких режимов.

Ключевые слова: трехмерные процессы, твердопламенное горение, нестационарные режимы, периодические решения, спиновые волны, теплопотери.

При распространении волны горения важную роль играет теплопередача и, в общем случае, все три ее составляющие — продольная, тангенциальная и радиальная (обычно рассматривается горение цилиндрического образца, зажженного с торца). Тепловая картина упрощается, если существенную роль играют только две или даже одна составляющая теплопередачи. Так, например, при стационарном распространении волны горения вдоль образца, находящегося в адиабатических условиях, процесс определяется только продольной составляющей. То же наблюдается при автоколебаниях фронта горения. При спиновом горении тонкой цилиндрической оболочки действуют две составляющие — продольная и тангенциальная. При стационарном распространении волны горения в неадиабатических условиях также можно рассматривать только две составляющие теплопередачи — продольную и радиальную. Во всех остальных случаях существенно влияние всех трех составляющих теплопередачи, поэтому задача о распространении волны горения становится принципиально трехмерной.

В литературе по теории горения описаны решения различных задач для указанных выше одномерных и двумерных ситуаций [1–4]. В цикле работ авторов данной статьи [5–9] впервые рассмотрены трехмерные задачи о неустойчивом адиабатическом распростране-

нии волны горения (на примере твердопламенных процессов). При этом были обнаружены и описаны новые режимы, обусловленные взаимодействием всех трех составляющих теплопередачи.

В данной работе рассматриваются трехмерные неустойчивые волны твердопламенного горения при наличии теплопотерь с поверхности образца в окружающую среду, т. е. при неадиабатическом распространении пламени.

ВВЕДЕНИЕ

Впервые влияние теплопотерь на закономерности горения было теоретически рассмотрено Я. Б. Зельдовичем [10] при анализе максимально упрощенной модели, описывающей распространение пламени в газах. Было получено, что при превышении некоторого критического уровня теплопотерь происходит срыв горения, причем отношение скорости волны, распространяющейся в адиабатических условиях, к минимальной скорости волны перед срывом горения не может быть больше, чем \sqrt{e} , т. е. скорость волны не может быть меньше некоторого значения и не обращается в нуль. Как показали численные эксперименты [11], это положение сохраняется и при стационарном безгазовом горении. Однако при протекании реакции горения в автоколебательном режиме срыв горения происходит при значительно меньшем снижении средней скорости по отношению к

скорости в адиабатических условиях. То есть в области глубокой неустойчивости незначительное снижение скорости распространения волны под влиянием теплопотерь приводит к срыву горения.

Влияние теплопотерь на горение безгазовых систем рассмотрено в работе [3], в которой проведен анализ численного решения двумерной стационарной задачи (учитывались продольная и радиальная составляющие теплопередачи). Авторы работы [3] показали, что из-за теплопотерь участки фронта горения в поверхностных слоях отстают от зоны горения в центре, а если размер образца достаточно велик, в приповерхностной области может образоваться «замороженный» слой. В [4] показано, что охлаждаемый теплопотерями приповерхностный слой может гореть в нестационарном режиме. Однако из наших исследований, упомянутых выше, следует, что для описанных неустойчивых режимов горения следует учитывать все три составляющие теплопередачи (продольную, тангенциальную и радиальную). Рассмотрение влияния теплопотерь на закономерности горения в такой трехмерной постановке, как будет показано ниже, дает принципиально новые результаты.

В [12] приближенными аналитическими методами показано, что в адиабатических условиях в случае кинетики первого порядка по лимитирующему компоненту стационарный фронт безгазового пламени распространяется со скоростью

$$w \approx \sqrt{\frac{\lambda k_0 RT_*^2}{\rho Q E} \exp\left(-\frac{E}{2RT_*}\right)},$$

где $T_* = T_0 + Q/c$ — температура горения; T_0 — начальная температура; Q — тепловой эффект реакции (на единицу объема смеси); c — удельная теплоемкость; R — универсальная газовая постоянная; E — энергия активации; λ — теплопроводность; k_0 — предэкспоненциальный множитель; ρ — общая масса конденсированной фазы в единице объема (предполагается, что она не изменяется при химическом взаимодействии реагентов).

В [1] при численном исследовании одномерной задачи было обнаружено, что плоский фронт при определенных условиях теряет устойчивость и начинает распространяться в пульсирующем режиме. Анализируя результаты численных экспериментов, проведен-

ных для адиабатического случая, авторы определили область параметров, в которой плоский фронт становится неустойчивым. Было показано, что при $\alpha_{st} = 9,1 \frac{cRT_*^2}{EQ} - 2,5 \frac{RT_*}{E} < 1$ распространение плоского фронта происходит с переменной скоростью. При быстром движении фронта температура в зоне реакции существенно превышает адиабатическую температуру горения (вспышка). Низкая скорость фронта соответствует распространению фронта при низких температурах (депрессия). Как показано в [1], при возрастании теплопотерь срыв горения происходит во время депрессии.

В [13] сделана попытка проанализировать устойчивость горения в неадиабатических условиях методом малых возмущений. Однако авторы исследовали влияние крайне малых теплопотерь (число Био $Bi = 0,05$). Нестационарные режимы горения были получены экспериментально и описаны в [14–18]. Более полная библиография, относящаяся к нестационарному горению, приведена в обзоре [19]. Условно можно определить четыре класса установившихся нестационарных режимов распространения твердого пламени: 1) автоколебательные (кольцеобразный фронт движется скачками; в момент, соответствующий наибольшей скорости, температура во фронте значительно превышает адиабатическую температуру горения); 2) многоточечные (фронт представляет собой множество ярко светящихся, беспорядочно движущихся, возникающих и исчезающих очагов); 3) спиновые (на поверхности образца наблюдаются один или несколько движущихся по винтовой траектории очагов); 4) предельные (на поверхности возникают один или несколько очагов, расширяющихся в обе стороны вплоть до слияния в ярко светящееся кольцо, опоясывающее образец; образовавшийся «пояс» остывает; некоторое время спустя на поверхности образца снова появляется один или несколько очагов, и т. д.).

В [5–9] нестационарные периодические режимы распространения твердого пламени были рассмотрены при горении сплошного цилиндрического образца без учета влияния теплопотерь. Были описаны следующие режимы: 1) с одним или двумя очагами на поверхности и стационарным распространением фронта вдоль оси (стационарные спиновые режимы); 2) с одним, двумя или тремя мерцающими очагами на поверхности и пульсирующим

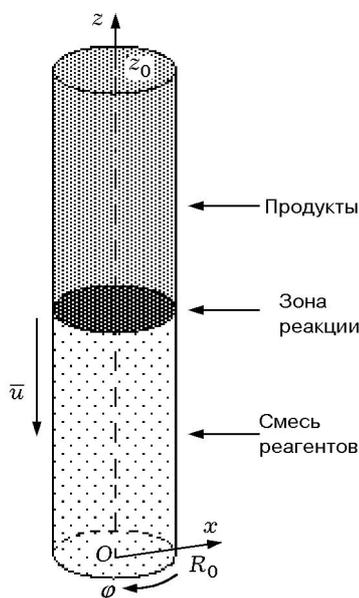


Рис. 1. Схема процесса

распространением фронта вдоль оси образца (двухочаговый и трехочаговый — симметричные режимы); 3) с тремя или четырьмя мерцающими очагами на поверхности, которые поочередно уходят в глубь цилиндра, сливаются, разделяются на два очага, один из которых выходит на поверхность, а другой сливается с одним из очагов; 4) хаотические, в том числе предельный. В данной работе показано, как меняются полученные в адиабатических условиях режимы под влиянием теплопотерь, а также описаны режимы, существование которых обусловлено наличием теплопотерь.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве объекта исследования взят цилиндрический образец, спрессованный из смеси твердых порошкообразных реагентов. Рассматриваются узкие зоны реакции, поэтому за фронт горения можно условно принять множество точек с половинной глубиной превращения по лимитирующему компоненту*. Фронт горения движется вдоль образца от торца, на котором была инициирована реакция. На рис. 1 схематически изображена структура стационарного фронта горения в адиабатических условиях.

*Мгновенная скорость фронта вдоль какой-либо линии определяется как скорость движения вдоль этой линии точки, в которой $\eta = 0,5$.

Рассмотренная модель процесса учитывает теплопередачу в образце, макрокинетику взаимодействия реагентов и теплоотвод в окружающую цилиндрическую среду. Исходные реагенты, как и продукты реакции, будем считать твердофазными и обладающими тепловой гомогенностью, а теплофизические константы — постоянными.

Математическая модель представляет собой следующую систему уравнений: уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial h^2} \right) + \rho Q \frac{\partial \eta}{\partial t},$$

уравнение кинетики

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \begin{cases} k_0 (1 - \eta) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) & \text{при } \eta < 1, \\ 0 & \text{при } \eta \geq 1, \end{cases}$$

где T — температура; η — глубина превращения по лимитирующему компоненту; t — время; r , φ , h — пространственные координаты: r — по радиусу, φ — угол, h — вдоль оси цилиндра.

Система уравнений дополнена следующими начальными и граничными условиями:

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad \eta = 0,$$

$$t > 0, \quad r = r_0: \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = -\alpha_t (T - T_0),$$

$$h = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial h} = 0,$$

$$h = h_0: \quad \begin{cases} T = T_{ign} & \text{при } t \leq t_{ign}, \\ \frac{\partial T}{\partial h} = 0 & \text{при } t > t_{ign}, \end{cases}$$

где T_0 — температура окружающей среды и начальная температура образца; T_{ign} — температура зажигания; α_t — коэффициент теплоотдачи от поверхности образца в окружающую среду; r_0 , h_0 — радиус и высота цилиндра; t_{ign} — время действия зажигающего импульса. Задача решалась в безразмерных переменных:

$$T_* = T_0 + \frac{Q}{c}, \quad t_* = \frac{cRT_*^2}{k_0EQ} \exp \frac{E}{RT_*},$$

$$h_*^2 = \frac{\lambda t_*}{c\rho}, \quad x = \frac{r}{h_*}, \quad z = \frac{h}{h_*}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \tau_{ign} = \frac{t_{ign}}{t_*},$$

$$Z_0 = \frac{h_0}{h_*}, \quad R_0 = \frac{r_0}{h_*},$$

$$\theta = \frac{(T - T_*)E}{RT_*^2}, \quad \alpha_T = \frac{\alpha_t h_*}{\lambda},$$

$$\text{Ar} = \frac{RT_*}{E}, \quad \text{Td} = \frac{cRT_*^2}{EQ}, \quad \theta_0 = -\frac{1}{\text{Td}}.$$

В качестве характеристической температуры T_* принята адиабатическая температура горения; Ar и Td — число Аррениуса и число Тодеса, введенные по аналогии с [20].

В безразмерных переменных описанная выше математическая модель имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{1}{x^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{1}{\text{Td}} \frac{\partial \eta}{\partial \tau},$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \begin{cases} \text{Td}(1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \text{Ar}\theta} & \text{при } \eta < 1, \\ 0 & \text{при } \eta \geq 1, \end{cases}$$

$$\tau = 0: \quad \theta = \theta_0, \quad \eta = 0,$$

$$\tau > 0, \quad x = R_0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} = -\alpha_T (\theta - \theta_0),$$

$$\tau > 0, \quad z = 0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0,$$

$$\tau > 0, \quad z = Z_0: \quad \begin{cases} \theta = 0 & \text{при } \tau \leq \tau_{ign}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 & \text{при } \tau > \tau_{ign}. \end{cases}$$

Безразмерные параметры задачи: α_T — коэффициент теплообмена поверхности образца с окружающей средой; $\alpha_{st} = 9,1\text{Td} - 2,5\text{Ar}$ — степень углубления в область неустойчивости, определяемая свойствами исходной шихты, R_0 — радиус образца, который показывает, во сколько раз радиус цилиндра больше характеристической толщины зоны реакции.

Приведенная математическая модель процесса исследовалась численно с привлечением метода конечных разностей (неявная схема).

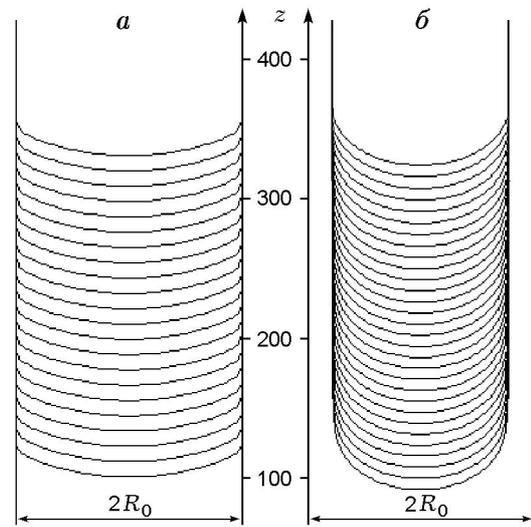


Рис. 2. Положения фронта горения в осевом сечении цилиндра в последовательные моменты времени ($\Delta\tau = 50$) при стационарном горении:

$\text{Td} = 0,25$; $\text{Ar} = 0,2$; $\alpha_{st} = 1,775$; a — $R_0 \approx 69,8$, $\alpha_T \approx 6$, $|u| \approx 0,22$; b — $R_0 \approx 69,8$, $\alpha_T \approx \infty$, $|u| \approx 0,16$

Используемая трехмерная расчетная пространственная сетка была неравномерной, с нефиксированным числом узлов и адаптировалась к решению: в области больших градиентов обеспечивалось сгущение узлов сетки. Подробное описание алгоритма построения такой сетки дано в [21]. В данной работе рассматривается горение бесконечного цилиндрического образца. Поэтому по мере сгорания образца происходило «наращивание образца» со стороны реагентов и отсечение отдаленной от фронта части продуктов. Использование таких методов позволило ускорить проведение расчетов.

2. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПТЕРЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО ФРОНТА ГОРЕНИЯ

При наличии теплоотвода в окружающую среду фронт горения искривляется, т. е. чем ближе к поверхности образца, тем сильнее фронт отстает от участка фронта на оси образца. При незначительном уровне теплопотерь искривленный фронт занимает весь поперечник образца (рис. 2, a). Поверхность фронта представляет собой часть параболоида, ограниченную боковой поверхностью цилиндрического образца. С увеличением теплоотвода на поверхности образца может сформироваться

слой несгоревшего вещества (рис. 2, б). Ведущая часть фронта в этом случае также будет иметь форму параболоида, переходящего в цилиндрическую поверхность, отделяющую продукты от зоны, где из-за теплопотерь не произошло полного превращения исходных реагентов. Если α_{st} существенно больше единицы (т. е. при значительном удалении от области параметров, в которой плоский фронт неустойчив), горение устойчиво при любом уровне теплопотерь, даже тогда, когда температура на поверхности образца совпадает с температурой окружающей среды (см. рис. 2, б). Как показали наши расчеты, в этом случае для каждого значения параметра α_{st} существует критический радиус образца R_0^* , такой, что при $R_0 < R_0^*$ происходит срыв горения. Например, в случае, приведенном на рис. 2, б, фронт распространяется с постоянной скоростью $u \approx 0,16$. Однако продолжение счета для варианта, приведенного на рис. 2, б, при незначительном уменьшении радиуса образца приводит к срыву горения.

3. ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НЕСТАЦИОНАРНОГО ФРОНТА ГОРЕНИЯ ПРИ ВОЗРАСТАНИИ ТЕПЛОПТЕРЬ

В процессе численного исследования модельной системы уравнений выяснилось, что режимы, описанные в [5–9], существуют и при отводе тепла в окружающую среду. Но к искривлению фронта, естественному для спиновых волн горения, добавляется искривление, обусловленное потерями тепла с поверхности. Основные свойства спиновых режимов могут сохраняться и при их реализации в условиях теплоотвода в окружающую среду. Даже при очень высоком уровне теплопотерь очаги двигаются преимущественно в приповерхностных слоях цилиндра.

При возрастании теплопотерь режим может сохраниться, но характеристики горения меняются: падает скорость распространения фронта, стационарный режим может стать нестационарным, увеличивается шаг «винта», сильнее искривляется линия фронта.

При незначительном удалении по параметрам от границы, разделяющей устойчивые и неустойчивые режимы горения (но при $\alpha_{st} > 1$ в адиабатических условиях), увеличение теплопотерь может привести к потере устойчивости плоского фронта. После нестационарного этапа может установиться спиновый режим горения. Например, рис. 3, соответствующий

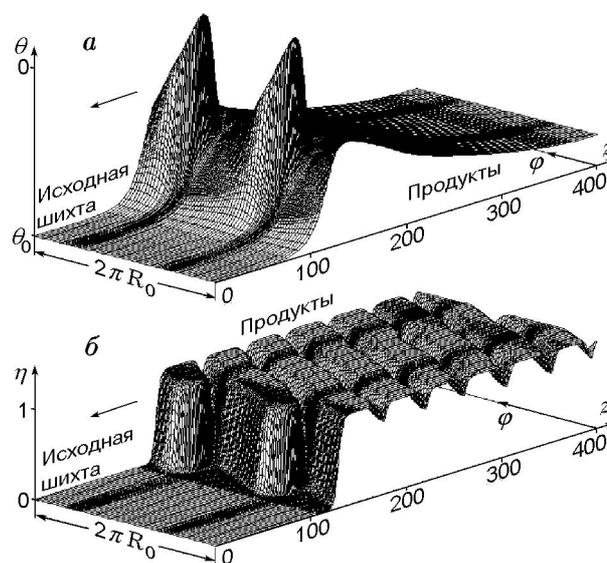


Рис. 3. Распределение температуры (а) и глубины превращения (б) на поверхности образца:

$Td = 0,16$; $Ar = 0,14$; $\alpha_{st} \approx 1,1$; $R_0 \approx 68$; $\alpha_T = 1,5$; $|\bar{u}| \approx 0,087$

$\alpha_{st} > 1$ в адиабатических условиях, показывает состояние поверхности сплошного цилиндра в некоторый момент времени при типичном двухочаговом спиновом режиме. Как в адиабатическом случае, так и при наличии теплопотерь в этом режиме на поверхности образца наблюдаются два очага, расположенные на противоположных концах одного диаметра, движущиеся по винтовым линиям и мерцающие одновременно. Вдоль оси образца фронт движется в пульсирующем режиме. Распределение температуры на развертке поверхности образца в некоторый момент времени показано на рис. 3, а. Основное направление распространения фронта (вдоль образца) указано стрелкой. Очаги двигаются слева направо почти перпендикулярно основному направлению распространения фронта. Несмотря на то, что из-за больших теплопотерь температура на поверхности образца везде, кроме очагов, очень низкая, даже на поверхности образца в очагах температура превышает адиабатическую температуру горения, которой соответствует значение $\theta = 0$. На рис. 3, б представлено распределение глубины превращения, соответствующее тому же моменту времени. В зонах, по которым прошли очаги, лимитирующий компонент израсходован полностью, а в промежуточных зонах превращение реагентов неполное. Расчеты показали, что вертикальная составляющая

средней скорости каждого очага $|\bar{u}| \approx 0,087$, а тангенциальная — $|\bar{v}| \approx 0,42$. То есть скорость очагов в направлении, перпендикулярном основному направлению фронта, примерно в пять раз больше, чем в направлении, совпадающем с направлением движения фронта.

В данной работе средняя скорость распространения фронта вдоль цилиндра, находящегося в неадиабатических условиях, считалась по средней скорости перемещения фронта горения вдоль оси цилиндра:

$$|\bar{u}| = \frac{1}{\tau_1 - \tau_0} \left(\int_0^{z_0} \eta(0, 0, z, \tau_1) dz - \int_0^{z_0} \eta(0, 0, z, \tau_0) dz \right),$$

где τ_0 и τ_1 соответствуют временам начала и конца счета. В [8] показано, что в адиабатических условиях средняя скорость распространения фронта горения вдоль образца незначительно отличается от предсказанной теоретически в [12], т. е. $|\bar{u}| \approx Td$. При этом при малых радиусах образца $|\bar{u}| > Td$, а при больших — $|\bar{u}| < Td$. Поэтому под влиянием теплопотерь средняя скорость фронта вдоль образца может быть несколько меньше, чем $Td/\sqrt{\epsilon}$.

Предельные режимы горения, описанные в [17] и [9], также существуют в неадиабатических условиях. Однако, принадлежа области глубокой неустойчивости и обладая непериодическим характером распространения, при котором даже средняя по поперечнику образца температура в зоне горения иногда опускается ниже своего значения в адиабатических условиях, эти режимы существуют только при очень низком уровне теплопотерь.

4. СМЕНА РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ ПРИ ВОЗРАСТАНИИ ТЕПЛОПТЕРЬ

Как было показано выше, увеличение теплопотерь может привести к потере устойчивости плоского фронта. В этом случае, если радиус образца достаточно велик, возникают трехмерные режимы горения. Но и в области параметров, при которых в адиабатических условиях стационарный фронт неустойчив, а устойчивы периодические режимы, увеличение теплопотерь также может привести к изменению механизма распространения волны горения. Последнее имеет место, если радиус образца достаточно мал (т. е. режим соответствует левой

части области существования [7]). Это можно объяснить следующим образом. При уменьшении температуры горения (при возрастании теплопотерь в окружающую среду) увеличивается зона прогрева. Соответственно, уменьшается количество зон прогрева в реальном радиусе цилиндра, что и может привести к уменьшению числа очагов. Поскольку возможно сосуществование нескольких режимов горения при одном и том же наборе параметров (неединственность решения), в зависимости от скорости нарастания теплопотерь может произойти перестройка в любой режим с меньшим числом очагов. Интересно, что в иерархии режимов трехочаговый симметричный режим занимает место между двухочаговым режимом и трехочаговым несимметричным, т. е. с возрастанием теплопотерь трехочаговый несимметричный режим горения может перестроиться в одноочаговый, двухочаговый или трехочаговый симметричный режим. При увеличении теплопотерь направление движения очагов может сохраниться или измениться на противоположное.

Полученный после перестройки режим может существовать сколь угодно долго или, если уровень теплопотерь высок, погаснуть. При резком увеличении теплопотерь срыв горения может произойти без выхода на устойчивый режим распространения. При этом сначала быстро нарушаются закономерности распространения фронта горения, а затем очаги поочередно гаснут. В последнюю очередь, естественно, прекращается реакция внутри цилиндра.

В [7] показано, что в адиабатических условиях при одном и том же наборе параметров в зависимости от условий инициирования реакции возможно существование нескольких спиновых режимов (неединственность решения). При наличии теплоотвода от поверхности образца также при одном и том же наборе параметров в зависимости от условий зажигания могут возникнуть различные режимы горения. Однако определить области существования каждого режима чрезвычайно трудно. Это связано с тем, что из-за большой чувствительности пульсирующего горения к теплопотерям при достаточно большом уровне теплоотвода выход на спиновый режим через пульсирующий не представляется возможным: срыв горения произойдет прежде, чем фронт перестроится в спиновый. Поэтому различные спиновые режимы мы получали при незначительных теп-

лопотерях, а затем увеличивали теплоотвод. В зависимости от того, каким образом увеличиваются теплопотери, возможны как получение того или иного режима, так и срыв горения. Например, резкое увеличение теплоотвода от боковой поверхности может привести к быстрому срыву горения без существенной перестройки структуры фронта (закалка), в то время как медленное увеличение теплопотерь до того же уровня может дать режим, существующий при этом уровне теплопотерь. Кроме того, изменение какого-либо параметра требует продолжительного счета для получения установившегося режима. Эти обстоятельства не позволили определить области существования режимов в зависимости от уровня теплопотерь.

5. СТАЦИОНАРНЫЕ КВАЗИПАРАБОЛОИДНЫЕ ВОЛНЫ СО СПИНОВЫМ ВОЗМУЩЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛОТВОДА

Особый интерес представляют режимы горения, не обнаруженные в адиабатических условиях. Их существование обеспечивается теплоотводом от поверхности образца. Как известно из решения одномерной задачи [11], теплопотери являются дестабилизирующим фактором, способным привести к нестационарности горения. В трехмерном случае влияние теплопотерь проявляется следующим образом. При $\alpha_{st} > 1$, если теплоотвод слабый, фронт искривляется, но остается стационарным. При значительном теплоотводе температура во фронте на оси может снизиться настолько, что даже вдоль оси фронт будет распространяться в нестационарном режиме. Между этими двумя крайними случаями возможны промежуточные режимы, а именно режимы, при которых температура во фронте на оси достаточно высока, чтобы обеспечить стационарное распространение фронта горения, а в приповерхностных областях из-за теплопотерь возникает нестационарность. При таком виде распространения твердого пламени внутренняя часть цилиндра (ядро) горит в стационарном режиме, но приповерхностные слои сгорают в спиновом режиме. Ядро фронта горения, как и в случае стационарных режимов, описанных выше, представляет собой поверхность, по форме близкую к параболоиду. В то же время вблизи поверхности цилиндра, где существенно влияние теплоотвода, превращение реагентов происходит преимущественно в высокотемпературных очагах, движущихся по

винтовым линиям, прилегающим к поверхности цилиндра. Поэтому такую волну горения можно назвать стационарной квазипараболоидной волной со спиновым возмущением поверхности теплоотвода. Волны этого типа опишем ниже на примере волны с шестью очагами, движущимися по винтовым линиям. Такой волне соответствует следующий набор параметров: $Td = 0,16$; $Ag = 0,14$; $\alpha_{st} \approx 1,1$; $R_0 \approx 150$; $\alpha_T \approx 4,0$. То есть мы рассматриваем горение шихты, состав которой в отсутствие теплопотерь соответствует $\alpha_{st} > 1$, но в неадиабатических условиях.

На рис. 4,а представлено распределение в некоторый момент времени температуры в сечении, проходящем через точку с максимальной температурой. Шесть очагов движутся по часовой стрелке. Очаги локализованы в приповерхностных слоях цилиндра и не пересекают центральные (расположенные вдоль оси) зоны образца. Распределения температуры и глубины превращения на том же сечении и в тот же момент времени представлены на рис. 4,б в виде аксонометрической проекции. Из рисунка следует, что температура в очагах выше адиабатической температуры горения ($\theta = 0$). Глубина превращения под очагами полная. Перед очагами температура достаточно высокая, а взаимодействия реагентов практически не было. Поток тепла от каждого очага в зону перед очагом приводит к интенсивной реакции между реагентами, т. е. к движению очага. Поскольку рассматриваемое сечение движется вниз, сумма движений по часовой стрелке и вниз создаст движение очагов по винтовой траектории. Тому же моменту времени соответствует и поверхность фронта, приведенная на рис. 4,в. Напомним, что фронт движется сверху вниз, т. е. над фронтом располагаются продукты, а под ним — исходные реагенты. Хорошо видно, что более всего фронт продвинул на оси цилиндра, а центральная часть фронта по форме близка к параболоиду. Зона поверхности фронта, прилегающая к поверхности цилиндра, искривлена. Это искривление по мере сгорания образца поворачивается и смещается вниз. Вообще говоря, «ядро» фронта несколько отличается от параболоида, поскольку всякий очаг возмущает температурное поле, приводя к некоторому искривлению периферических зон «ядра». На рис. 5 показаны положения фронта горения в последовательные моменты времени в осевом сечении и на развертке поверхности цилиндра.

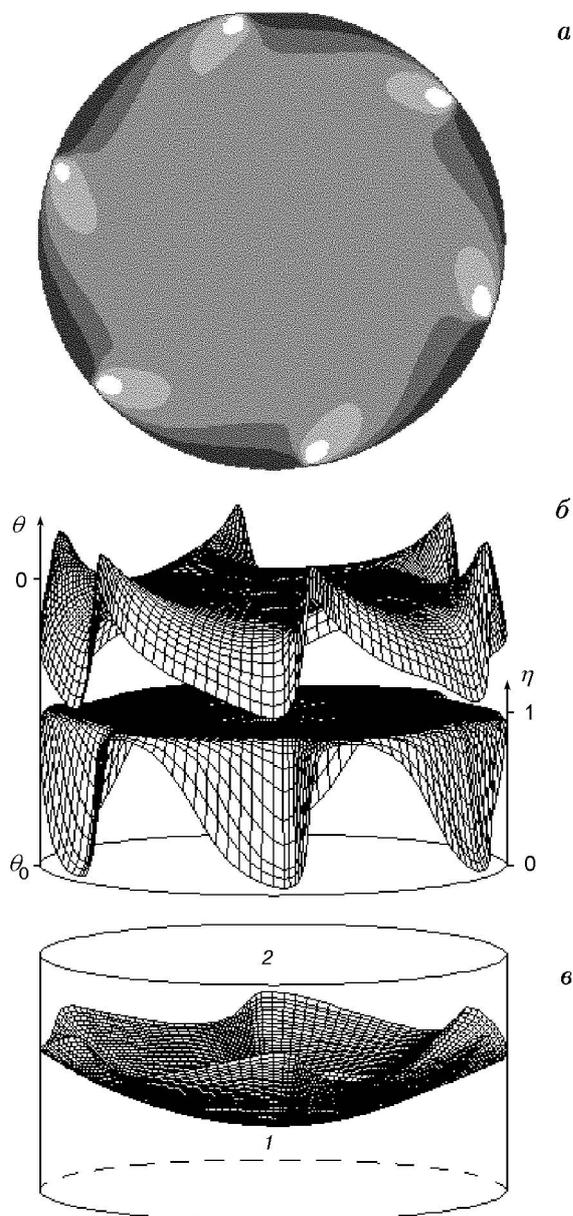


Рис. 4. Режим с шестью очагами на поверхности: $\alpha_{st} \approx 1,1$; $R_0 \approx 150$; $\alpha_T \approx 4,0$;
a — распределение температуры в сечении, перпендикулярном оси цилиндра и проходящем через точку с максимальной температурой; областям с более высокой температурой соответствуют более светлые тона; самые темные области соответствуют условию $\theta < -1$; соседние области отличаются на 0,5 характеристического интервала температуры; по мере сгорания образца представленная картина поворачивается по часовой стрелке;
b — аксонометрические проекции распределения температуры и глубины превращения в том же сечении;
в — структура фронта горения: 1 — исходные реагенты, 2 — продукты

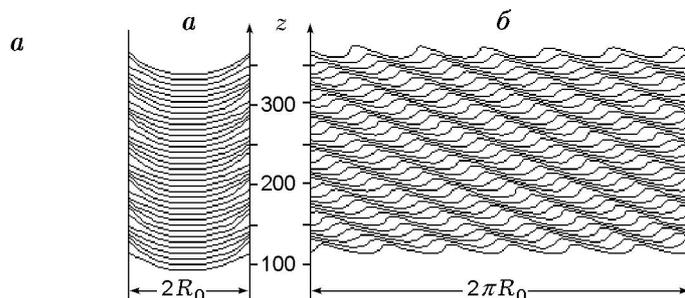


Рис. 5. Положения фронта горения в осевом сечении (*a*) и на развертке поверхности цилиндра (*б*) в последовательные моменты времени ($\Delta\tau = 50$):

$$\alpha_{st} \approx 1,1; R_0 \approx 150; \alpha_T \approx 4,0$$

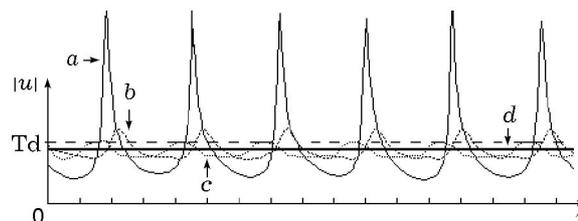


Рис. 6. Зависимость от времени модуля мгновенной скорости фронта горения на различном удалении от оси:

$\varphi = 0$; $\alpha_{st} \approx 1,1$; $R_0 \approx 150$; $\alpha_T \approx 4,0$; *a* — $x = R_0$; *b* — $x = 0,75R_0$; *c* — $x = 0,5R_0$; *d* — $x \leq 0,25R_0$; штриховая линия соответствует теоретически предсказанной скорости фронта в адиабатических условиях; одно деление на оси времени соответствует ста единицам безразмерного времени

дра. Вдоль образующих, ограничивающих осевое сечение, фронт движется скачками.

На рис. 6 показаны зависимости от времени мгновенной скорости участков фронта, находящихся на различном удалении от оси в одном осевом сечении. Самые большие колебания скорости соответствуют $x = R_0$, в центральной области фронт движется с постоянной скоростью. Стационарная скорость движения ядра фронта совпадает со средними скоростями движения фронта вдоль образующих. Расчеты показали, что вертикальная составляющая средней скорости каждого очага $|\bar{u}| \approx 0,14$, а тангенциальная — $|\bar{v}| \approx 0,57$, т. е. $|\bar{v}/\bar{u}| \approx 4$. Увеличение диаметра образца при том же теплоотводе от поверхности, приводящее к подъему температуры в центральных областях, может привести к стабилизации фронта в приповерхностных слоях. В самом деле, скорость фронта вдоль оси определяется температурой

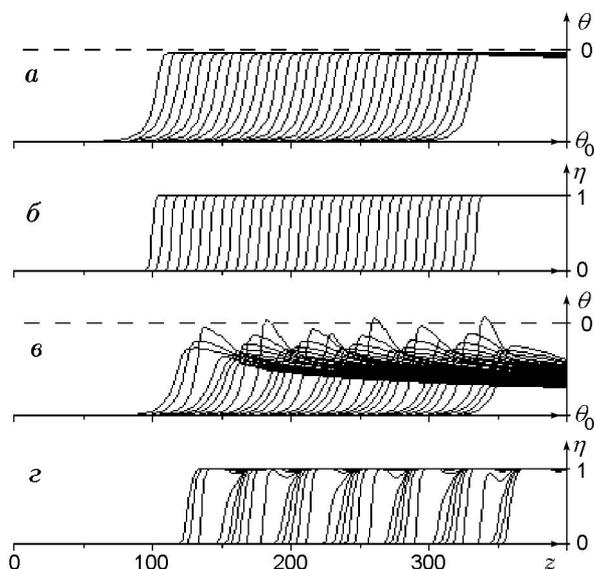


Рис. 7. Распределение температуры и глубины превращения на оси цилиндра (*а, б*) и на одной из образующих (*в, г*) в последовательные моменты времени ($\Delta\tau = 50$):

волна движется справа налево; штриховая линия соответствует температуре горения в адиабатических условиях; максимальная температура на оси $\theta_{\max}|_{x=0} \approx -0,16$, $\alpha_{st} \approx 1,1$; $R_0 \approx 150$; $\alpha_T \approx 4,0$

горения, близкой к температуре горения в адиабатических условиях (рис. 7, *а*). Если приповерхностные слои, находящиеся под влиянием сильного теплоотвода в окружающую среду, не смогут гореть с той же скоростью, то скорость превращения вещества в этих слоях будет определяться потоком тепла от внутренних слоев, что и обеспечит соответствующую постоянную скорость распространения фронта в приповерхностных слоях. Уменьшение диаметра, напротив, может привести к распространению нестационарности на внутренние слои, что приведет к возникновению режимов, аналогичных тем, что получены в адиабатических условиях [5–8]. При фиксированном радиусе образца и данном значении α_{st} увеличение теплопотерь проявляет себя как уменьшение радиуса, и наоборот.

В данном случае на поверхности образца наблюдаются шесть очагов. При изменении набора параметров их количество может быть другим. Очаги расположены в приповерхностных слоях образца, могут находиться на разном уровне (но в объеме узкого диска) и мерцать поочередно. В связи с этим период процесса может быть очень большим.

Идеальной симметричности в движении очагов получить не удастся. Особенно сильно несимметричность волны (при сохранении периодичности) проявляется при уменьшении радиуса образца и числа очагов, движущихся в приповерхностных слоях. Есть все основания считать, что поочередность мерцания очагов при распространении квазипараболоидной волны со спиновым возмущением поверхности теплоотвода является неотъемлемым свойством таких волн. Ни при каких теплопотерях не удалось получить режима, при котором очаги оторвались бы от поверхности цилиндрического образца (на поверхности не было бы очагов).

Принципиальным отличием стационарной квазипараболоидной волны со спиновым возмущением поверхности теплоотвода от полученных в адиабатических условиях режимов является то, что очаги перемещаются только по слою, прилегающему к поверхности цилиндра.

В [17] показано, что при снижении температуры горения за счет увеличения количества разбавителя в системе, в качестве которого использовались конечные продукты реакции, стационарный режим сменяется многоточечным, за которым при дальнейшем увеличении количества разбавителя система горит в спиновом режиме. Есть основания считать, что многоточечный режим является нестационарным этапом, предшествующим формированию стационарной квазипараболоидной волны со спиновым возмущением поверхности теплоотвода.

ВЫВОДЫ

Итак, влияние теплопотерь на режимы горения проявляется следующим образом.

1. При наличии теплопотерь основные закономерности распространения периодических режимов в области неустойчивости такие же, как и в адиабатических условиях, только фронт сильнее искривлен.

2. С ростом теплопотерь увеличиваются шаг винтовой линии и угол ее наклона к плоскости, перпендикулярной оси цилиндра.

3. С ростом теплопотерь режим распространения спиновых волн может сохраняться или перестраиваться в любой режим с меньшим числом очагов с сохранением или сменой направления движения очагов.

4. При больших теплопотерях на поверхности образца возможно недогорание.

5. Вблизи границы потери устойчивости (но при $\alpha_{st} > 1$) увеличение теплопотерь ведет

к потере устойчивости стационарного фронта. При этом в зависимости от радиуса цилиндра возможно появление как любого из известных режимов, так и режимов, при которых внутренние слои горят в квазистационарном режиме, а приповерхностные слои — в спиновом режиме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 1. С. 19–28.
2. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. О закономерностях спинового режима распространения фронта горения // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 2. С. 3–10.
3. Александров В. В., Давыденко А. А., Коваленко Ю. А., Поддубный Н. П. О влиянии двумерности фронта при теплопотерях на пределы стационарного безгазового горения // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 2. С. 70–80.
4. Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г. О горении безгазовых составов при наличии теплопотерь // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 3. С. 46–52.
5. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов волн безгазового горения // Докл. АН. 1999. Т. 369, № 2. С. 186–191.
6. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Трехмерные спиновые волны безгазового горения // Докл. АН. 2000. Т. 371, № 6. С. 753–758.
7. Ivleva T. P., Merzhanov A. G. Structure and variability of spinning reaction waves in three-dimensional exitable media // Phys. Rev. E. 2001. V. 64, N 3.036218.
8. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов безгазового горения // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 47–54.
9. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Трехмерное моделирование твердопламенного хаоса // Докл. АН. 2001. Т. 381, № 2. С. 210–213.
10. Зельдович Я. Б. Теория предела распространения тихого пламени // ЖЭТФ. 1941. Т. 11, вып. 1. С. 159–168.
11. Алдушин А. П., Мартемьянова Т. М., Мержанов А. Г. и др. Автоколебательное распространение фронта горения в гетерогенных конденсированных средах // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 5. С. 613–626.
12. Новожилов Б. В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Докл. АН СССР. 1961. Т. 141, № 1. С. 151–153.
13. Thiart J. J., Viljoen H. J., Van Rensburg N. F. J., et al. Stability of non-adiabatic solid-solid combustion // Combust. Sci. Technol. 1992. V. 82. P. 185–204.
14. Мержанов А. Г., Филоненко А. К., Боровинская И. П. Новые явления при горении конденсированных систем // Докл. АН СССР. 1973. Т. 208, № 4. С. 892–894.
15. Максимов Ю. М., Пак А. Т., Лавренчук Г. В. и др. Спиновое горение безгазовых систем // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 3. С. 156–159.
16. Дворянкин А. В., Струнина А. Г. К вопросу о нестационарном горении термитных систем // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 2. С. 41–46.
17. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Пак А. Т., Кучкин М. Н. Режимы неустойчивого горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 4. С. 51–58.
18. Дворянкин А. В., Струнина А. Г., Мержанов А. Г. Некоторые закономерности спинового режима горения термитов // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 2. С. 10–16.
19. Barzykin V. V. and Merzhanov A. G. Unstable combustion in heterogeneous systems with condensed reaction products — a review // Intern. J. of SHS. 1997. V. 6, N 4. P. 377–398.
20. Мержанов А. Г., Барзыкин В. В., Абрамов В. Г. Теория теплового взрыва: от Н. Н. Семенова до наших дней // Хим. физика. 1996. Т. 15, № 6. С. 3–44.
21. Ивлева Т. П., Шкадинский К. Г. Алгоритм построения подвижной, неравномерной, адаптирующейся к решению расчетной сетки // Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР. 1979. № 1(27). С. 18–19.

*Поступила в редакцию 11/VI 2002 г.,
в окончательном варианте — 11/XI 2002 г.*