

УДК 536.46

ОСОБЕННОСТИ ЗАЖИГАНИЯ И НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЖИМЫ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ ОБРАЗЦА В ФОРМЕ ДИСКА

В. Г. Прокофьев¹, В. К. Смоляков^{1,2}¹Томский государственный университет, 630050 Томск²Отдел структурной макрокинетики ТНЦ СО РАН, 634021 Томск, pvg@ftf.tsu.ru

В рамках модели твердопламенного горения диска выполнено численное исследование влияния условий зажигания и параметров фазового перехода — плавление инертного компонента — на неустойчивые режимы горения. Показано, что форма нагретой области, инициирующей горение диска, определяет количество и траектории движения очагов самораспространяющейся зоны горения. Влияние фазового перехода на характер горения проявляется тем сильнее, чем ближе температура фазового перехода к температуре горения. В этом случае фронт горения приобретает форму кольца.

Ключевые слова: безгазовое горение, неустойчивый режим горения, фазовый переход.

DOI 10.15372/FGV20170106

Одним из ярких проявлений неустойчивого распространения волн твердопламенного горения являются спиновые режимы, наблюдаемые в образцах цилиндрической формы, сформированных из смеси твердых компонентов [1, 2]. В плоских образцах в форме диска реализуются неустойчивые режимы горения с различными траекториями движения очагов, в том числе спиралевидной [3, 4]. В [5] проведено численное моделирование твердопламенного горения образца в форме диска и введена классификация режимов горения в зависимости от параметра устойчивости распространения плоского фронта $\alpha_{st} = 9.1Td - 2.5Ar$ [6], где Td , Ar — параметры Тодеса и Аррениуса. Для выхода на очаговый режим горения в [5] предложено «асимметричное искривление поджигающей таблетки», но не указано, как именно задавалась эта асимметрия. Отметим, что в экспериментальной практике очаговые режимы горения диска наблюдались только в безгазовых системах с фазовыми превращениями и появлением расплавов [3, 4].

В настоящей работе горение диска изучалось в рамках двумерной модели твердопламенного горения с учетом плавления инертного компонента смеси. Зажигание осуществлялось горячей областью в центре диска, соответствующей

поджигающей таблетке в эксперименте. Критические условия зажигания не рассматривались. В [7] решена похожая задача о переходе горения при ступенчато меняющемся диаметре цилиндрического образца и найдены критические условия распространения волны горения в зависимости от соотношения диаметров малого и большого цилиндров.

Математическая модель твердопламенного горения для исследования двумерных нестационарных волн горения с учетом плавления инертного компонента для образца в форме диска имеет следующий вид:

$$[1 + Ph\delta(\theta - \theta_l)] \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{Td} \frac{d\eta}{d\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = Td(1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + Ar\theta} \quad (2)$$

$$(0 \leq \xi \leq R_0, \quad -\pi \leq \varphi \leq \pi),$$

краевые условия:

$$\tau = 0: \theta(\xi, \varphi, 0) = \theta_0, \eta(\xi, \varphi, 0) = 0 (M(\xi, \varphi) \notin S),$$

$$\eta(\xi, \varphi, 0) = 1 (M(\xi, \varphi) \in S),$$

$$0 < \tau < \tau_{ign}: \theta(M, \tau) = \theta_{ign} (M(\xi, \varphi) \in S),$$

$$\xi = R_0: \frac{\partial \theta(R_0, \varphi, \tau)}{\partial \xi} = 0. \quad (3)$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 10.1329.2014/К).

© Прокофьев В. Г., Смоляков В. К., 2017.

Безразмерные параметры и переменные:

$$\text{Td} = \frac{cRT_*^2}{QE}, \quad \theta = \frac{(T - T_*)E}{RT_*^2}, \quad \theta_l = \frac{(T_l - T_*)E}{RT_*^2},$$

$$\theta_0 = \frac{(T_0 - T_*)E}{RT_*^2}, \quad \text{Ar} = \frac{RT_*}{E},$$

$$\xi = \frac{r}{x_*}, \quad x_* = \sqrt{\frac{\lambda t_*}{c\rho}}, \quad t_* = \frac{cRT_*^2}{QEK(T_*)}, \quad \tau = \frac{t}{t_*},$$

$$\tau_{ign} = \frac{t_{ign}}{t_*}, \quad R_0 = \frac{R_S}{x_*}, \quad \text{Ph} = \frac{Q_l}{Q\text{Td}}.$$

Здесь T — температура; $T_* = T_0 + (Q - Q_l)/c$ — адиабатическая температура горения с учетом затрат тепла на плавление инертного компонента; T_0 — начальная температура образца; T_l — температура плавления; c — удельная теплоемкость; Q — тепловой эффект реакции; Q_l — теплота плавления в расчете на единицу массы инертного компонента; ρ — плотность; t — время; r, φ — радиальная и угловая координаты соответственно; T_{ign}, t_{ign} — температура и время действия теплового импульса; S — область действия теплового импульса; $K(T)$ — константа скорости реакции; E — энергия активации; R_S — радиус диска; $\delta(\theta - \theta_l)$ — дельта-функция; Ph — относительная теплота плавления; θ_l — безразмерная температура плавления. Влияние фазового перехода на процесс теплопередачи учитывается введением функции эффективной теплоемкости $c(\theta) = 1 + \text{Ph}\delta(\theta - \theta_l)$. Такой метод использовался для описания влияния плавления инертного компонента на распространение плоской волны горения [8]. Для уменьшения числа второстепенных параметров будем полагать равенство теплофизических характеристик всех компонентов системы.

Задача (1)–(3) решалась конечно-разностным методом по неявной схеме с постоянным шагом по координатам и времени. По радиальной координате применялась стандартная прогонка, по угловой — циклическая. Базовые значения шагов разностной сетки по осевой, радиальной координатам и времени фиксировались равными $h = 0.25$, $\Delta\tau = 0.5$, по углу — $\Delta\varphi = 0.001\pi$. При численном решении уравнения (1) применялось сглаживание дельта-функции:

$$\delta(\theta) \approx \Phi(\theta) = \frac{\varphi(\theta)\text{erf}^{-1}(\sqrt{2})}{\Delta\theta\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{(\theta_l - \theta)^2}{2\Delta\theta^2}\right),$$

$$\varphi(\theta) = \begin{cases} 0, & \theta > \theta_l + \Delta\theta, \\ 1, & \theta_l - \Delta\theta < \theta < \theta_l + \Delta\theta, \\ 0, & \theta < \theta_l - \Delta\theta. \end{cases}$$

Для функции $\Phi(\theta)$ выполняется условие нормировки $\int_{\theta - \Delta\theta}^{\theta + \Delta\theta} \Phi(\theta)d\theta = 1$, которое не зависит от интервала сглаживания $\Delta\theta$.

Следует заметить, что бесконечно тонких плоских образцов не существует. С целью обоснования двумерной идеализации задачи выполнены расчеты по зажиганию и безгазовому горению диска конечной толщины в трехмерной постановке с адиабатическими граничными условиями по осевой координате z : $\frac{\partial\theta(\xi, \varphi, 0, \tau)}{\partial z} = 0$, $\frac{\partial\theta(\xi, \varphi, h, \tau)}{\partial z} = 0$. Толщина диска в выбранных масштабах равна $h = 20$, что намного меньше радиуса диска R_0 . Область S представляла собой кольцевой сектор ($50 < \xi < 150$, $|\varphi| < \pi/3$) на грани $z = 0$. В трехмерном случае часть диска, имеющая проекцию на область S , в течение интервала времени $\tau < \tau_{ign}$ поддерживалась при температуре θ_{ign} . На рис. 1 в трехмерном случае представлено поле температуры в момент времени, когда действие теплового импульса ($\tau_{ign} = 4500$) уже закончилось. Границы области горения с наличием двух очагов и распределения температуры с точностью до 2% совпадают с решением аналогичной задачи (1)–(3). Однако имеет место отставание по времени развития зоны горения в двумерном случае на $\Delta\tau = 764$,

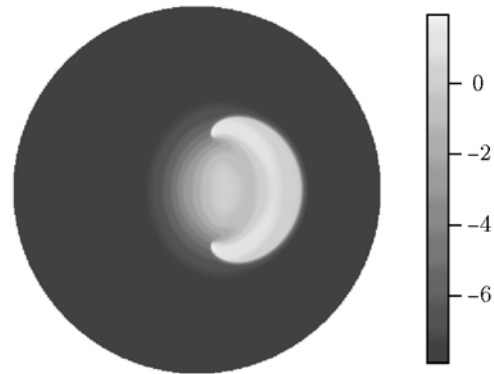


Рис. 1. Температурное поле диска:

$$\tau = 4836, \quad R_0 = 600, \quad \theta_0 = -8, \quad \text{Ar} = 0.11, \quad \theta_{ign} = 0, \quad \tau_{ign} = 4500, \quad \text{Ph} = 0$$

возможно, связанное с более длительной стадией прогрева.

Условия зажигания (геометрия и температура области S и длительность теплового импульса τ_{ign}) определяют продолжительность выхода на режим и вид режима горения. Длительность теплового импульса τ_{ign} и температура θ_{ign} в области S должны обеспечивать выход на самораспространяющийся режим горения диска. При конфигурации области S в виде идеального круга с однородным распределением температуры в нем область горения представляет собой расширяющийся по времени круг. Для обеспечения несимметричного распространения фронта с образованием движущихся по определенным траекториям очагов область S брали в форме квадрата (рис. 2), полукруга (рис. 3) и неравномерно нагретого круга (рис. 4), при этом параметр устойчивости α_{st} полагался фиксированным. Выполненные расчеты показали влияние условий зажигания (геометрии и размера области S) на режимы неустойчивого горения диска.

Возмущения температуры в виде очагов горения зарождаются в окрестности угловых точек области S . Из каждой такой точки формируется пара очагов, движущихся в про-

тивоположные стороны до встречи с очагом, движущимся от соседней вершины квадрата (рис. 2, *a*). Сливаясь, очаги образуют кольцевой фронт вокруг области S (рис. 2, *b*). Кольцевой фронт горения расширяется до момента образования восьми новых очагов горения (рис. 2, *в*), каждый из которых образует следующую новую пару очагов, движущихся в противоположных направлениях по окружности одного радиуса. В этот момент времени действие теплового импульса заканчивается и температура в области S начинает падать. Дальнейшее слияние очагов приводит к образованию следующего кольцевого фронта с более сложной структурой (рис. 2, *г*). В момент времени $\tau = 5470$ общее количество очагов достигает 16, они располагаются на двух концентрических окружностях. На заключительной стадии горения температура во фронте выравнивается, и все точки фронта движутся преимущественно в радиальном направлении к границе диска. В течение всего времени горения диска температурное поле симметрично относительно средних линий и диагоналей квадрата (области S), а движение очагов носит упорядоченный характер.

Заметим, что в экспериментальной практике, когда инициирование осуществляется от спирали или поджигающей смеси, добиться идеальной симметрии невозможно. Тем не менее, какой бы несимметричной ни была геометрия иницирующей области (таблетки), область горения стремится к форме круга с движущимися по его границе высокотемпературными очагами. Движение очагов происходит только в области неустойчивости распространения фронта горения, в стационарной области круг с течением времени становится идеальным. Отход от симметричного движения очагов (хаотизация) начинается при значительно больших размерах диска, в несколько раз превышающих радиус диска, принятый в работе.

Развитие зоны горения в области S в виде полукруга (рис. 3) значительно отличается от вышеописанного режима на рис. 2. В окрестности угловых точек области S зарождаются одиночные очаги, которые затем движутся вдоль прямолинейного участка границы области S до слияния в один очаг с максимальной температурой $\theta_{max} = 3.7$. Далее в этой зоне образуются следующие два очага, движущиеся в разные стороны по траектории большего радиуса вдоль круглой части границы области S . В процессе движения максимальная темпера-

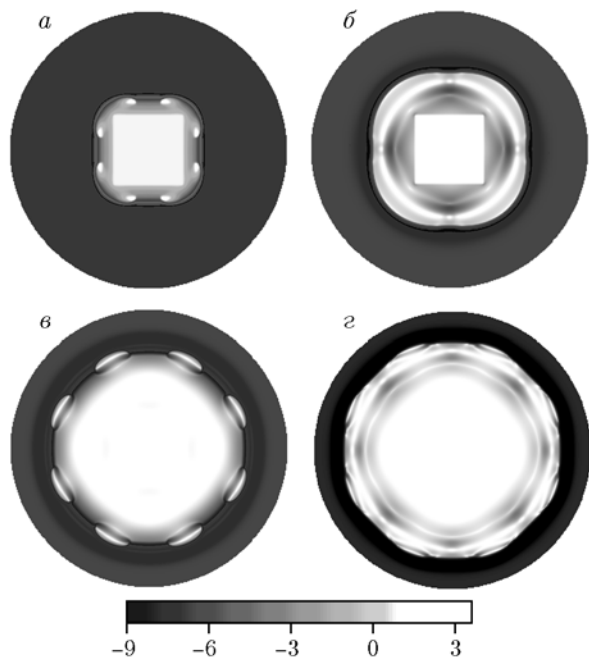


Рис. 2. Многоочаговый режим горения:

поджигающая область S — квадрат 150×150 : $\theta_{ign} = 1$, $\tau_{ign} = 5000$; $R_0 = 600$, $\theta_0 = -9$, $Ar = 0.08$, $Ph = 0$; $\tau = 926$ (*a*), 3691 (*б*), 5097 (*в*), 5470 (*г*)

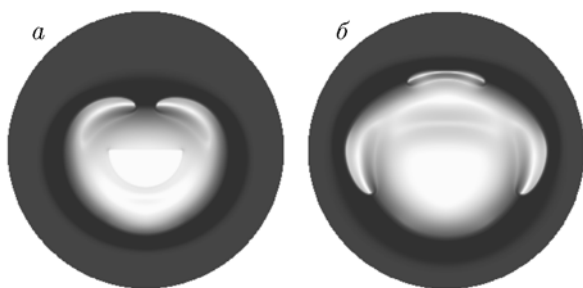


Рис. 3. Температурное поле диска с инициирующей горение областью S в виде полукруга радиусом $|r| < 160$ ($-\pi < \phi < 0$):

$\theta_{ign} = 1$, $\tau_{ign} = 5000$; $R_0 = 600$, $\theta_0 = -9$, $Ar = 0.08$, $Ph = 0$; $\tau = 4304$ (а), 5580 (б)

тура растет от $\theta_{max} = 2.9$ в момент времени $\tau = 4685$ до $\theta_{max} = 3.7$ в момент $\tau = 5580$ и в несколько раз увеличивается площадь очагов, определяемая по точкам с температурой $\theta > \theta_{ign}$. Следующая пара очагов, движущихся по траектории большего радиуса, также зарождается на оси симметрии (рис. 3,б). Тем самым происходит скругление фронта горения напротив плоской границы области S . В течение всего времени горения диска температурное поле симметрично относительно оси симметрии полукруга. Инициирование горения высокотемпературной областью S в виде неоднородно нагретого круга и режим горения диска представлены на рис. 4. Особенность этого режима проявляется в возникновении двух разнонаправленных очагов, движущихся по траекториям, отличающимся радиусом (рис. 4,б). Отметим, что все описанные режимы обладают следующим свойством: независимо от вида области S зона горения с течением времени стремится к форме круга, имеющего максимальную площадь среди всех фигур с фиксированной длиной границы. Наиболее сильные возмущения температурного поля возникают в угловых точках границы области S , что приводит к возникновению и развитию очагов в окрестности этих точек.

Влияние фазового перехода на горение проявляется через теплоту Ph и температуру θ_l плавления инертного компонента смеси, которые в дальнейшем рассматриваются только как параметры задачи. Потери тепла на плавление, определяемые параметром Ph , компенсировались соответствующим изменением теплового эффекта реакции за счет изменения параметра Годеса $Td = (Ph - \theta_0)^{-1}$, что позволя-

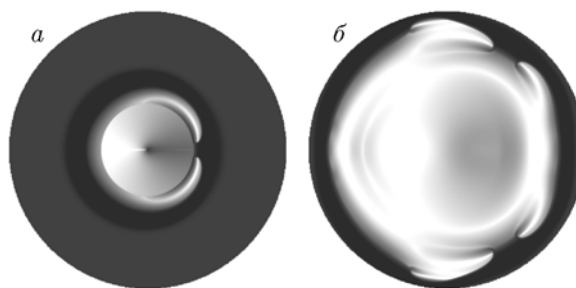


Рис. 4. Температурное поле диска с инициирующей горение областью S в виде неоднородно нагретого круга радиусом $|r| < 200$:

$\theta_{ign} = \theta_0(\pi - |\varphi|)/2\pi + 1$, $\tau_{ign} = 5000$, $R_0 = 600$, $\theta_0 = -9$, $Ar = 0.08$, $Ph = 0$; $\tau = 1468$ (а), 6537 (б)

ло считать постоянной адиабатическую температуру горения при различных значениях теплоты плавления.

Высокотемпературный фазовый переход $-1 < \theta_l < 0$, когда температура плавления близка к адиабатической температуре горения безгазовой смеси, как и для одномерного случая [8], приводит к полной стабилизации волны горения (рис. 5). Возможное развитие очагов с температурой, превышающей температуру горения, демпфируется фазовым переходом. Зона горения приобретает форму идеального круга (форма области S — полукруг) с температурой во фронте $\theta_f \approx \theta_l$. При более низких температурах плавления появляются очаги, количество которых определяется конфигурацией области S . Траектории движения очагов отличаются от аналогичного варианта с $Ph = 0$. Так, при инициировании процесса областью S



Рис. 5. Стабилизация волны горения:

поджигающая область S — полукруг ($|r| < 160$, $\pi < \varphi < 0$): $\theta_{ign} = 1$, $\tau_{ign} = 4500$; $R_0 = 600$, $\theta_0 = -9$, $Ar = 0.08$, $Ph = 0.4$, $\theta_l = -0.5$, $\tau = 4157$



Рис. 6. Влияние фазового перехода на многоочаговый режим горения:

поджигающая область S — квадрат 150×150 :
 $\theta_{ign} = 1$, $\tau_{ign} = 5000$; $R_0 = 600$, $\theta_0 = -9$, $Ag = 0.08$, $Ph = 0.3$, $\theta_i = -1.5$, $\tau = 5100$

в виде квадрата фронт горения содержит прямолинейные участки, а соответствующие траектории движения очагов параллельны сторонам квадрата (рис. 6). Влияние фазового перехода проявляется в более длительном сохранении геометрической формы области S при распространении волны горения.

Суммируя основные результаты работы, можно сделать следующие выводы.

1. Геометрия поджигающей области S , наряду с параметром устойчивости α_{st} , определяет режим горения и его характеристики — конфигурацию фронта и особенности движения очагов.

2. Количество очагов на начальной стадии горения диска определяется количеством угловых точек границы поджигающей области S .

3. Область горения с течением времени стремится к форме круга независимо от конфигурации области S .

4. Фазовый переход влияет на характеристики горения тем сильнее, чем ближе температура фазового перехода к температуре горения и больше теплота плавления. В предельном случае, когда температура плавления близка к адиабатической температуре горения, область горения быстро принимает форму круга.

5. Влияние низкотемпературного фазового перехода проявляется в более длительном сохранении геометрической формы области S при распространении волны горения.

6. Выявлено, что если поджигающая область имеет симметрию, то симметрия проявляется в траекториях движения очагов горения до момента выхода зоны горения на границу диска.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Максимов Ю. М., Пак А. Т., Лавренчук Г. В., Найбороденко Ю. С., Мержанов А. Г. Спиновое горение безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 156–159.
3. Мержанов А. Г., Дворянкин А. В., Струнина А. Г. Новая разновидность спинового горения // Докл. АН СССР. — 1982. — Т. 267, № 4. — С. 869–872.
4. Максимов Ю. М., Лапшин О. В. Особенности неустойчивого горения плоских образцов системы $Ti + 2V + \alpha Cu$ // Хим. физика. — 2015. — Т. 34, № 11. — С. 50–54.
5. Ивлева Т. П. Нестационарные режимы твердопламенного горения диска // Докл. АН. — 2004. — Т. 394, № 4. — С. 489–493.
6. 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.
7. Писклов А. В., Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Твердопламенное горение цилиндрических образцов со ступенчато изменяющимся диаметром // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 26–30.
8. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Нестационарные режимы горения безгазовых систем с легкоплавким инертным компонентом // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 2. — С. 21–25.

Поступила в редакцию 6/II 2016 г.