

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ОЧАГОВ ВО ФРОНТЕ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ ПОД ВЛИЯНИЕМ ПОТЕРЬ ТЕПЛА

Б. Л. Копелиович

Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь, bnv@may.ru

Численное исследование горения безгазовой смеси в узком цилиндрическом канале показало, что в условиях интенсивного отвода тепла по поверхности фронта реакции проходят волны, которые «доносят» влияние теплопотерь до глубоких слоев наполнителя и, отразившись от оси, приводят к образованию очагов вблизи оболочки.

Ключевые слова: теплопотери, циклические изменения волны горения, волна торможения реакции на поверхности фронта горения, очаг реакции, тепловой очаг.

ВВЕДЕНИЕ

Горение конденсированных топлив во внутренней и приповерхностной областях может проходить в разных режимах. Пространственная перестройка режимов горения безгазовой смеси под влиянием слабого теплоотвода исследовалось численными методами в [1–3]. Рассматривалась смесь, заключенная в цилиндрическую оболочку предельного радиуса. Решение системы сопряженных осесимметричных уравнений теплопроводности для обеих сред показало, что колебания скорости распространения фронта горения вдоль образца близки к гармоническим во внутренней области наполнителя. По мере приближения к оболочке они сменяются чередованием стадий вспышки и депрессии, претерпевающим скачкообразное удвоение периода и амплитуды при совпадении теплофизических характеристик инертной и активной сред [1, 2]. Когда коэффициент теплопроводности инерта превосходит коэффициент теплопроводности смеси в два раза, в численном решении [3] период и амплитуда колебаний вблизи оболочки удваиваются дважды и по сравнению со значениями во внутренней области увеличиваются в четыре раза. Подобное изменение динамики колебаний скорости распространения одномерной волны безгазового горения наблюдалось в [4, 5] вследствие нарастания возмущений при превышении критического значения параметра, связанного с энергией активации.

В данной работе численно исследуется процесс безгазового горения в условиях интенсивных потерь тепла.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается горение безгазовой смеси с теплофизическими и кинетическими свойствами железациркониевого термита в длинном узком цилиндрическом канале с термически толстой оболочкой, теплоизолированной извне. Реагирующая смесь теряет тепло в оболочку, материал которой характеризуется более высокой тепловой активностью. Энергия активации смеси $E = 1,666 \cdot 10^8$ Дж/кмоль, теплота реакции $Q = 4,815 \cdot 10^5$ Дж/кг, предэкспоненциальный множитель в константе скорости реакции $k_0 = 10^{10}$ с⁻¹, теплопроводность смеси $\lambda_f = 0,335$ Дж/(м · с · К), теплоемкость $c = 217$ Дж/(кг · К), плотность смеси $2 \cdot 10^3$ кг/м³ (данные предоставлены А. Г. Струниной). Отношение тепловых активностей оболочки ($\varepsilon_i = \lambda_i/\sqrt{a_i}$) и термита ($\varepsilon_f = \lambda_f/\sqrt{a_f}$) составляет $\chi = \varepsilon_i/\varepsilon_f = 40$, отношения теплопроводности и температуропроводности инерта и реагирующей смеси равны $\lambda_i/\lambda_f = 4$ и $a_i/a_f = 0,01$ соответственно.

Математическая модель представляет собой систему сопряженных двумерных осесимметричных уравнений теплопроводности для смеси ($\xi > 0$, $0 < \zeta < \zeta_1$)

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\zeta \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right) + (1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} \quad (1)$$

с кинетикой химической реакции 1-го порядка

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma(1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} \quad (2)$$

и для оболочки ($\xi > 0$, $\zeta_1 < \zeta < \zeta_2$)

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{a_i}{a_f} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\zeta \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right) \right) \quad (3)$$

(η — глубина превращения). Краевые условия:

$$\tau = 0, \quad 0 < \zeta < \zeta_2 : \quad \theta = \theta_0, \\ 0 < \zeta < \zeta_1 : \quad \eta = 0, \quad (4)$$

$$\xi = 0, \quad 0 < \zeta < \zeta_1 : \quad \theta = \theta_w, \quad \theta_w > \theta_0, \\ \zeta_1 < \zeta < \zeta_2 : \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0, \quad (5)$$

$$\xi \rightarrow \infty, \quad 0 < \zeta < \zeta_2 : \quad \theta = \theta_0, \\ 0 < \zeta < \zeta_1 : \quad \eta = 0, \quad (6)$$

$$\zeta = 0 : \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = 0, \quad (7)$$

$$\zeta = \zeta_1 : \quad \theta_f = \theta_i, \quad \frac{\partial \theta_f}{\partial \zeta} = \frac{\lambda_i}{\lambda_f} \frac{\partial \theta_i}{\partial \zeta}, \quad (8)$$

$$\zeta = \zeta_2 : \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = 0. \quad (9)$$

Здесь введены следующие безразмерные величины:

$$\theta = (T - T_*)E/RT_*^2, \quad \beta = RT_*/E,$$

$$\gamma = cRT_*^2/QE,$$

$$\tau = t/t_*, \quad \xi = x/l, \quad \zeta = y/l$$

(x, y — аксиальная и радиальная координаты),

$$t_* = cRT_*^2/QEk_0 \exp(-E/RT_*),$$

$$l = \sqrt{a_f t_*}, \quad T_* = T_a - RT_*^2/E, \quad T_a = T_0 + Q/c$$

(параметры со звездочкой — масштабные величины).

Смесь с начальной температурой $\theta_0 \approx -7,69$ поджигается накаливаемой поверхностью с температурой θ_w , параметр зажигания $z = (T_w - T_0)/(T_a - T_0) \approx 0,755$. Наружная боковая поверхность оболочки и ее торцевое сечение теплоизолированы, на границе между смесью и инертном соблюдается равенство температур

и тепловых потоков. Входящие в условие (8) функции θ_f и θ_i совпадают с θ в области химически активной и инертной сред соответственно. Внутренний радиус оболочки $\zeta_1 \approx 3991$ (1 мм), ее толщина $\Delta\zeta \approx 3193$ (0,8 мм). Кинетические параметры смеси $\beta \approx 0,113$, $\gamma \approx 0,115$ и $\beta_a = RT_a/E \approx 0,126$, $\gamma_a = cRT_a^2/QE \approx 0,143$ находятся за пределами области устойчивого стационарного режима горения в адиабатических условиях, поскольку $\alpha_a = 9,1\gamma_a - 2,5\beta_a \approx 0,983 < 1$ [6]. Параметр $\Gamma = \gamma_a - \beta_a \approx 0,017 < 0,1$ отвечает невырожденному характеру горения смеси [7].

МЕТОД РАСЧЕТА

Для разностной интерпретации параболического уравнения (1) использовалась схема расщепления [8]

$$\frac{\Theta^{n+1/2} - \Theta^n}{\Delta\tau} = \frac{1}{\zeta} \Lambda_\zeta(\zeta \Lambda_\zeta) \Theta^{n+1/2}, \quad (10)$$

$$\frac{\Theta^{n+1} - \Theta^{n+1/2}}{\Delta\tau} = \Lambda_{\xi\xi} \Theta^{n+1} + \Omega(\Theta^n), \quad (11)$$

где верхний индекс сеточной функции Θ означает номер временного слоя, разностные операторы $\Lambda_{\xi\xi}$ и Λ_ζ аппроксимируют производные θ на неравномерной сетке, а Ω — сеточную функцию тепловыделения. Неявная схема счета (10), (11) консервативна, устойчива и имеет 1-й порядок аппроксимации. Аналогичная разностная схема использовалась для уравнения (3).

При интерпретации условий сопряжения (8) на границе с оболочкой предполагалось, что как инертная, так и реагирующая среда продолжают за границу раздела. Благодаря этому разрыв значений θ на торце образца в точке $(0, \zeta_1)$, заложенный в краевых условиях (4) и (5), сказывается пренебрежимо мало. Производные $\partial\theta/\partial\zeta$ в условии (8) аппроксимируются центральными разностными производными в обеих средах. В условии (9) на внешней границе также используется центральная разностная производная. На других границах области разностные аналоги производных интерполируются по значениям Θ в трех близлежащих узлах, крайний из которых принадлежит границе.

При численном счете взамен условия (6) при $\xi \rightarrow \infty$ для температуры используется

условие $\partial\theta/\partial\xi = 0$, записанное в конечных разностях на границе расчетной области, в окрестности которой должно соблюдаться неравенство $\Theta - \theta_0 < \varepsilon$, где ε — малая величина. Если это неравенство нарушается, граница области сдвигается в направлении распространения волны горения.

Схема расщепления применялась на адаптирующейся к решению расчетной сетке, подвижной в аксиальном и радиальном направлениях. Плотность распределения узлов в направлении ξ зависит от положения тепловой волны, в которой резко изменяются температура и глубина превращения вещества [9]. На оси ζ в реагирующей среде строки расчетной сетки также добавляются или удаляются с учетом разности значений Θ и η между ними. На искривленном участке тепловой волны плотность узлов возрастает из-за частичного наложения значений ζ , соответствующих волне в разных столбцах сетки. Здесь шаг по ζ измеряется десятками долями характерной длины реакции, принятой за единицу, а прилегающий к оболочке шаг — сотыми долями. По другую сторону раздела активной и инертной сред ближайшая строка сетки располагается на расстоянии того же порядка. С удалением от границы раздела шаги по ζ возрастают.

Шаг по времени $\Delta\tau$ выбирался таким образом, чтобы максимальное изменение глубины превращения не превышало 0,03 и не опускалось ниже 0,02. Для устойчивости численного решения вводилось дополнительное ограничение $\Delta\tau \leq 0,05$, удерживающее $\Delta\tau$ ниже $(\Delta\xi)^2$, где $\Delta\xi$ — минимальный шаг сетки в аксиальном направлении. Варьирование параметров сетки и уменьшение $\Delta\tau$ не отражаются на результатах расчета.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Положение фронта реакции в волне горения определялось по максимуму тепловыделения в строках расчетной сетки, идущих в аксиальном направлении. Сформировавшийся фронт реакции во внутренней части образца может считаться плоским. Вблизи отводящей тепло оболочки он круто изгибается, оставляя тонкий слой непрореагировавшего вещества [10, 11]. Край фронта, соответствующий максимуму теплового потока в оболочку, отстоит от нее на расстояние порядка ширины тепловой волны. На участке от изгиба до края,

почти параллельном оболочке, велика тангенциальная составляющая скорости распространения фронта.

Под влиянием интенсивных потерь тепла в волне горения происходят циклические изменения. Рассмотрим скорость химической реакции во фронте горения W_{fr} на разных стадиях i -го цикла. Как видно на рис. 1,а, вблизи оболочки находится пик W_{fr} , образовавшийся в предыдущем цикле, а во внутренней области наполнителя установился высокий уровень W_{fr} . Резкое снижение W_{fr} на изгибе фронта порождает слабый скачок возрастающей ширины, который движется по поверхности фронта за счет поглощенного тепла реакции и подавляет активность химических источников. Возникший скачок, названный волной торможения реакции, достигает оси образца, отражается от нее с усилением и перемещается в радиальном направлении, оставляя позади низкий уровень W_{fr} . Отраженная волна доходит до изгиба фронта и начинает подтягиваться к нему, становясь круче и повышая перед собою значения W_{fr} (рис. 1,б,в). При этом изгиб фронта сдвигается ближе к оболочке, его кривизна возрастает, а протяженность плоского участка увеличивается. У волны торможения, замедлившей движение в радиальном направлении, по закону сохранения импульса должна появиться угловая составляющая скорости.

Физическая толщина каждого элемента поверхности фронта, измеряемая полушириной зоны реакции, зависит от W_{fr} . Высокие значения W_{fr} концентрируются на малом участке, который становится тонким относительно окружающей поверхности с низкими скоростями W_{fr} . Вблизи оболочки волна торможения приобретает составляющую скорости, направленную противоположно тангенциальной скорости распространения фронта. В момент возникновения очага реакции (рис. 1,г) происходит слабый разрыв тангенциальной скорости, которая остается непрерывной, тогда как ее производные, взятые в направлении нормали, испытывают скачок. Разрыв перемещается вместе с очагом реакции и неотделимой от него волной торможения по винтовой линии. Подобными свойствами в газодинамике обладают слабые разрывы энтропии и ротора скорости, которые переносятся вместе с газом со скоростью каждого данного его элемента [12]. Очаг реакции постепенно уменьшается и гаснет. Так, на рис. 1,д исчезает пик W_{fr} , остав-

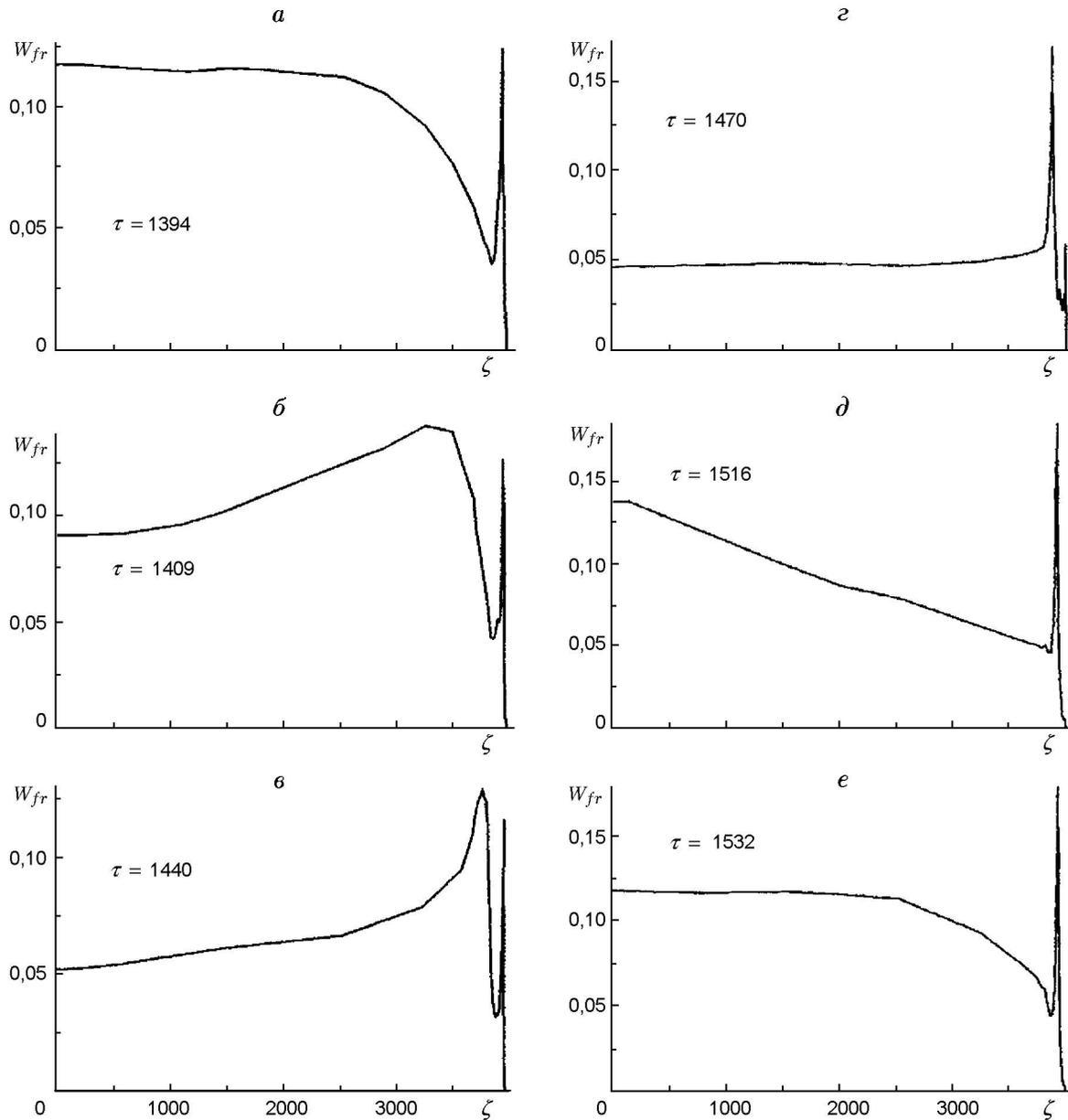


Рис. 1. Скорость химической реакции W_{fr} в радиальной проекции фронта в образце радиусом $\zeta_1 \approx 3991$

шийся от предыдущего цикла. Химическая реакция в месте его локализации становится объемной, край фронта переносится вперед на расстояние $h \approx 25$.

Во внутренней области наполнителя низкие значения W_{fr} (см. рис. 1, *z*) увеличиваются благодаря поступлению тепла продуктов во фронт реакции: сначала в центральной части образца (рис. 1, *d*), а затем во всей внутренней области (рис. 1, *e*). Фронт горения возвращает-

ся к состоянию, изображенному на рис. 1, *a*.

Изменение скорости химической реакции во фронте горения отражается на поле температур волн горения. На рис. 2 для различных моментов времени представлены изотермы, проведенные через равные температурные интервалы между максимальным значением θ_{\max} и температурой исходной смеси. Ордината ζ находится на расстоянии $\Delta\xi = 45$ правее края фронта. Область высокого разогрева про-

дуктов в центральной части образца (рис. 2, *a*) распространяется на всю внутреннюю область наполнителя (рис. 2, *б*), затем смещается на периферию (рис. 2, *в*) и постепенно сжимается в тепловой очаг, когда во фронте горения возникает очаг реакции. Максимальная температура теплового очага более чем в два раза превышает адиабатическую. Во внутренней области остается низкотемпературная волна горения с разреженными изотермами, которые начинают сгущаться в центре образца, где вновь появляется область высокого разогрева продуктов.

Поле температур искривленного участка волны горения вблизи отводящей тепло оболочки показано крупным планом на рис. 3 для образца несколько меньшего радиуса $\zeta_1 \approx 3193$ (0,8 мм). Ось ζ проведена через край фронта. На рис. 3, *a, б* виден тепловой очаг, который движется против тангенциальной скорости распространения тепловой волны и наклоняется под все более острым углом к направлению своего движения. Очаг затухает вблизи края фронта (рис. 3, *г, д*). Тем временем область высокого разогрева продуктов на периферии внутренней области наполнителя (рис. 3, *б, в*) постепенно сжимается в новый тепловой очаг (рис. 3, *з*).

Решение осесимметричной задачи (1)–(3) предполагает одновременное зарождение волн торможения реакции во всех радиальных сечениях образца. Образовавшиеся очаги реакции сливаются во вращающееся кольцо, которое периодически появляется и исчезает на боковой поверхности. Подобное симметричное решение было получено в [13] методом теории бифуркаций.

Можно полагать, что в режиме многоточечного горения действует описанный выше механизм образования очагов под влиянием волн торможения реакции, которые возникают в разное время в отдельных радиальных сечениях образца. После отражения от оси каждая из них движется по раскручивающейся спирали и выходит к боковой поверхности в другом радиальном сечении. Появляющиеся вблизи боковой поверхности очаги описывают витки винтовой линии, которые закручены то вправо, то влево и обладают неодинаковым шагом. Беспорядочное возникновение и исчезновение движущихся в разных направлениях очагов неоднократно наблюдалось в экспериментальных условиях [14, 15].

Хаотический многоточечный режим усту-

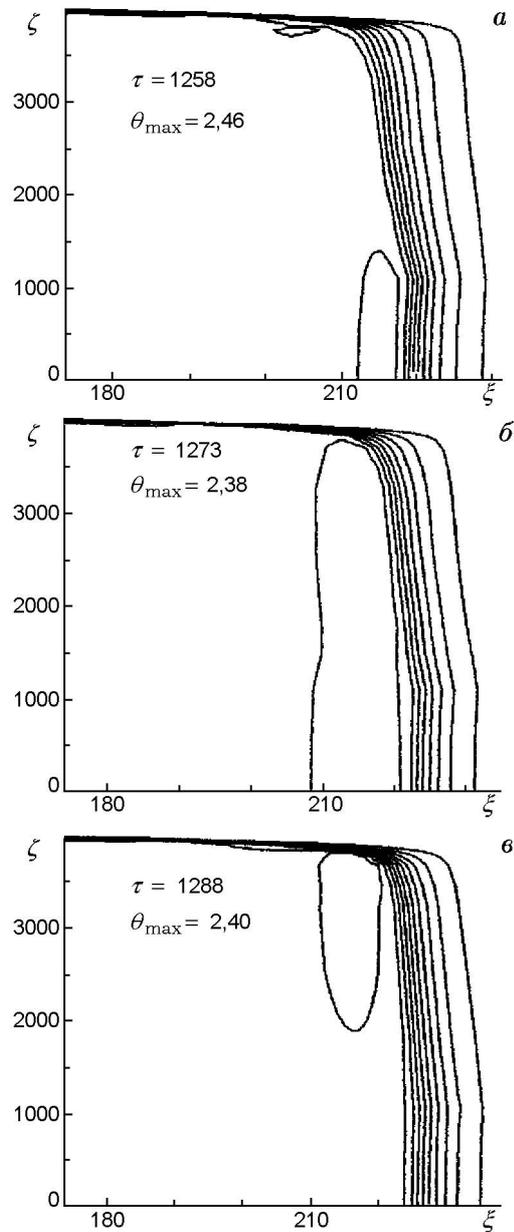


Рис. 2. Поле температур волны горения в образце радиусом $\zeta_1 \cong 3991$

пает место упорядоченному спиновому горению под воздействием более интенсивной волны торможения, когда при образовании очага реакции происходит разрыв тангенциальной скорости распространения фронта. Составляющая скорости волны торможения, противоположная тангенциальной скорости распространения фронта вблизи оболочки, становится достаточно большой. В результате соответствующие обеим скоростям импульсы срывают очаг реакции с поверхности фронта и враща-

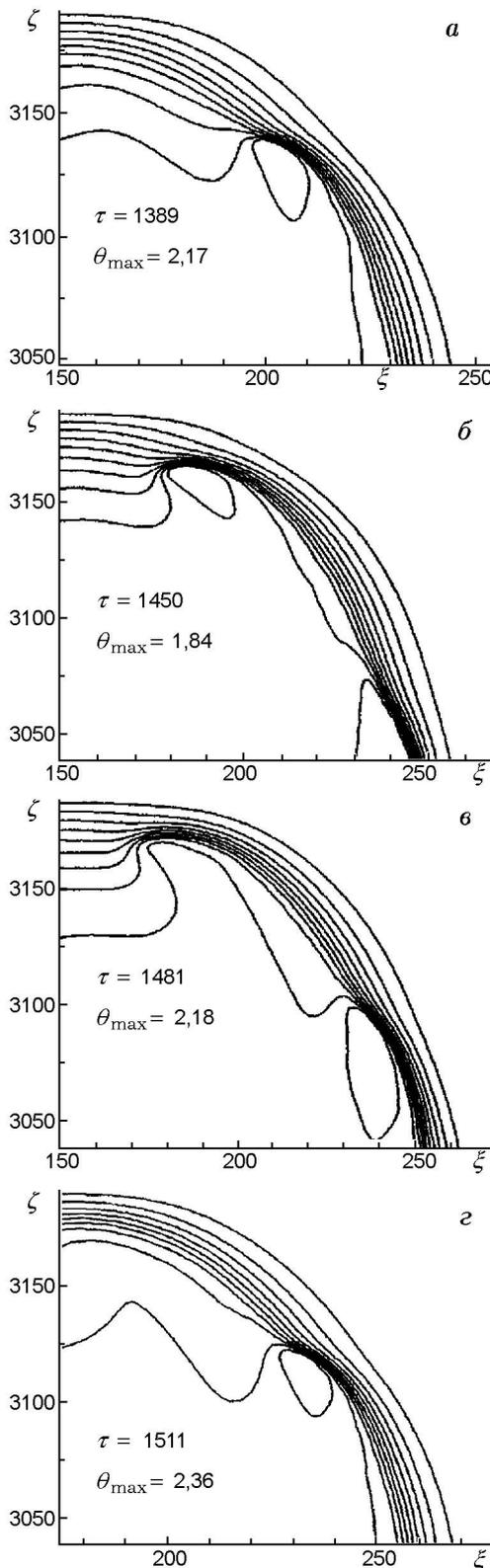


Рис. 3. Поле температур волны горения вблизи оболочки радиусом $\zeta_1 \cong 3193$

ют его вокруг собственной оси, которая перпендикулярна тангенциальной скорости фронта. Вращающийся очаг реакции движется по витку спирали вокруг оси образца вместе с волной торможения. Траектории возникающих и гаснущих со строгой периодичностью очагов складываются в винтовую линию с постоянным шагом. Очаги зарождаются в особых точках на линии, распространяющейся вдоль образца вместе с тепловой волной.

Состоящая из особых точек дискретная линия видна на фотографиях образцов, сгоревших в спиновом режиме [14, 15]. В [14] она разделяет светлую и тусклую части спирали, так как появляющиеся очаги реакции гаснут, не завершив полного витка вокруг оси образца, и светящийся след каждого из них прерывается, не достигнув следующей особой точки. В [15] на фоне спиновой спирали отчетливо выделяется цепочка ярких вспышек, идущая вдоль образца. Это происходит потому, что каждый очаг не успевает погаснуть за период циклических изменений в волне горения и сливается с вновь образованным очагом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В момент зарождения очага при многоточечном горении тангенциальная скорость движения фронта вблизи оболочки остается непрерывной, а при спиновом горении претерпевает разрыв. Этим различием обусловлено развитие режимов по разным сценариям. При спиновом режиме появление первого разрыва дает начало дискретной линии разрыва и самоорганизации процесса образования очагов, вращающихся вокруг собственной оси. Переход от хаотического многоточечного горения к более упорядоченному спиновому, а от него — к обладающему осевой симметрией предельному режиму, по-видимому, связан с преодолением пороговых значений некоторого параметра, характеризующего состояние системы в условиях теплопотерь.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Копелиович Б. Л.** Влияние слабого теплоотвода на горение безгазовой смеси // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 6. С. 46–49.
2. **Копелиович Б. Л.** О распространении волны безгазового горения в узком цилиндрическом канале без отрыва от стенок // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 1. С. 65–70.

3. Копелиович Б. Л. О горении безгазовой смеси в узком цилиндрическом канале // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 32–36.
4. 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.
5. Bayliss A., Matkowsky B. J. Two routes to chaos in condensed phase combustion // SIAM Journal on Appl. Math. 1990. V. 50, N 5. P. 437–459.
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. Алдушин А. П., Луговой В. Д., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Условия вырождения стационарной волны горения // Докл. АН СССР. 1978. Т. 234, № 6. С. 1434–1437.
8. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967.
9. Шкадинский К. Г. О разностном счете задач зажигания и горения с учетом гидродинамики // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 2. С. 264–269.
10. Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г. О горении безгазовых составов при наличии теплопотерь // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 3. С. 46–52.
11. 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.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
13. Вольперт В. А., Вольперт А. И., Мержанов А. Г. Применение теории бифуркаций к исследованию нестационарных режимов горения // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 4. С. 69–72.
14. Струнина А. Г., Дворянкин А. В., Мержанов А. Г. Неустойчивые режимы горения термитных систем // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 2. С. 30–36.
15. 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.

*Поступила в редакцию 21/VI 2000 г.,
в окончательном варианте — 13/I 2003 г.*
