

ЭСТАФЕТНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ

П. М. Кришеник, К. Г. Шкадинский*

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черногловка
petr@ism.ac.ru

*Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черногловка

Проведен анализ структуры фронта горения в многослойной системе с учетом лучистого теплопереноса в газовой прослойке. Исследовано влияние лучистых теплопотерь на структуру и характеристики эстафетного режима превращения. Определены характеристики фронта и динамика превращения элементов дискретной системы. При наличии теплопотерь в окружающую среду обнаружена неединственность «установившихся режимов» — «высокотемпературный» и «низкотемпературный» эстафетные фронты горения. С помощью вычислительного эксперимента в нестационарных условиях показана абсолютная неустойчивость низкотемпературного режима и изучена динамика установления высокотемпературного режима. Установлено существование критических теплопотерь, превышение которых ведет к «срыву горения». Проанализировано изменение термокинетических характеристик за период процесса, показано, что в процессе горения достигаются сверхадиабатические уровни температур.

Ключевые слова: гетерогенное горение, математическое моделирование, лучистый теплоперенос, теплопотери, эстафетный режим.

ВВЕДЕНИЕ

Для анализа горения гетерогенных систем в цикле работ [1–4] предложена и исследована экспериментальная модельная система (рис. 1), в которой реагенты сосредоточены в тонких пластинках, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга. Эксперименты выявили существование двух качественно различных режимов распространения фронта горения по модельному составу — квазигомогенного и эстафетного. В данной работе предлагается и исследуется упрощенная теоретическая модель эстафетного горения, отражающая основные закономерности динамики горения, которая была обоснована результатами численного анализа в [5]. В работе [5] для «термически тонких» пластин (слабое изменение температуры по толщине) в рамках детальной математической модели показано, что процесс циклической «передачи» экзотермического химического превращения реализуется путем теплопередачи от сгоревшей пластины к следующей с дальнейшим ее самовоспламенением в режиме динамического теплового взрыва. Остальные слои в это время либо практически сгорели, либо имели исходную низкую температуру.

УПРОЩЕННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Процесс теплопереноса от сгоревшего слоя к следующему описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$dc_k \rho_k \frac{dT_1}{dt} = -\sigma(T_1^n - T_2^n) - \alpha(T_1^n - T_0^n), \quad (1)$$

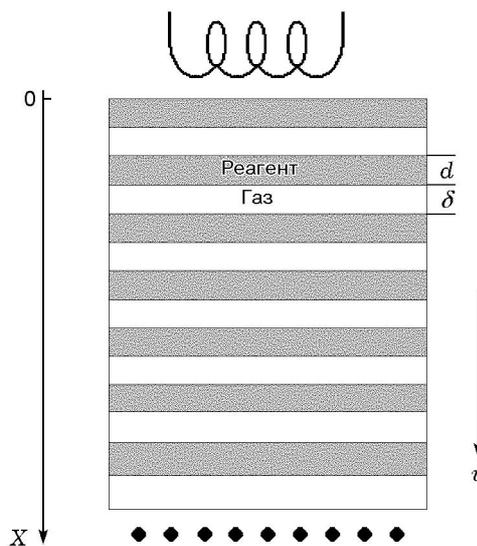


Рис. 1. Схема многослойной гетерогенной системы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 05-03-32407).

$$dc_k \rho_k \frac{dT_2}{dt} = d\rho_k Q \frac{d\eta_2}{dt} + \sigma(T_1^n - T_2^n) - \alpha(T_2^n - T_0^n), \quad (2)$$

$$\frac{d\eta_2}{dt} = \begin{cases} k_0 \exp(-E/RT_2), & \eta_2 < 1, \\ 0, & \eta_2 = 1, \end{cases} \quad (3)$$

$$t = 0: \quad T_1(0) = T_{10}, \quad T_2(0) = T_0, \quad \eta_2(0) = 0. \quad (4)$$

Здесь d — толщина конденсированного слоя, c_k и ρ_k — теплоемкость и плотность материала пластин, T_1 — температура прореагировавшего слоя, T_2 — температура ближайшего непрореагировавшего слоя, T_0 — температура окружающей среды, t — время, σ — коэффициент пропорциональности в выражении для теплообмена между пластинами, α — коэффициент пропорциональности в выражении, определяющем теплопотери (заметим, что он чувствителен к изменению расстояния между пластинами δ и площади их поперечного сечения), k_0 — предэкспонент, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, η_2 — глубина превращения поджигаемой пластины, Q — тепловой эффект реакции. Значению $t = 0$ соответствует момент достижения максимальной температуры ($T_1 = T_{10}$) прореагировавшего слоя. Теплообмен между пластинами предполагается пропорциональным разности $T_1^n - T_2^n$, причем при $n = 1$ моделируется кондуктивный теплоперенос, а при $n = 4$ — лучистый. Размер пластин предполагается существенно больше их толщины и расстояния между ними, что позволяет использовать одномерное описание динамики процесса. Тем не менее, будем приближенно учитывать боковые теплопотери в окружающую среду, считая их пропорциональными разности $T_{1,2}^n - T_0^n$.

Для простоты предполагаем, что макрокинетика экзотермического превращения нулевого порядка и зависит от температуры по закону Аррениуса.

УСТАНОВИВШИЙСЯ ЭСТАФЕТНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ПРИ ОТСУТСТВИИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА ($\alpha = 0$)

Рассмотрим установившуюся динамику перехода экзотермического химического превращения от пластины к пластине. Приближенное аналитическое описание, выбор доминирующих факторов опираются на особенности превращения сильноактивированных экзо-

термических составов. Характер процесса превращения определяется двумя качественно различными стадиями: прогрев поджигаемой пластины до критической температуры самовоспламенения T_2^* ; самоускоряющийся тепловой взрыв предварительно нагретой реагирующей среды. Напомним, что за начальный момент очередного цикла мы приняли условие достижения максимальной температуры в сгоревшей пластине. Максимальная температура неизвестна, она выше адиабатической температуры горения и должна определяться особенностями динамики процесса. Достижение сверхадиабатических температур — одна из особенностей эстафетного режима горения. Учтем, что на стадии прогрева поджигаемой пластины химическим взаимодействием можно пренебречь — $d\eta_2/dt \approx 0$. Для описания процесса прогрева в адиабатических условиях ($\alpha = 0$) можно использовать систему уравнений (1)–(3):

$$dc_k \rho_k \frac{dT_1}{dt} = -\sigma(T_1^n - T_2^n), \quad (5)$$

$$dc_k \rho_k \frac{dT_2}{dt} = \sigma(T_1^n - T_2^n). \quad (6)$$

Отметим, что возникновение сверхадиабатичности вызывает дополнительный теплообмен между только что сгоревшей пластиной и остальными продуктами горения. Для простоты пренебрегаем этим теплообменом по сравнению с потоком тепла в область, где температура среды близка к начальной. Анализ системы (5), (6) проведем для более сложного случая $n = 4$, характеризующего лучистую теплопередачу по закону Стефана — Больцмана. Воспользуемся адиабатичностью процесса: $T_1 + T_2 = T_{10} + T_0 = 2T_S$, что позволяет свести систему к одному уравнению:

$$\frac{dT_2}{(T_2 - T_S)((T_2 - T_S)^2 + T_S^2)} = -\frac{8\sigma T_S}{dc_k \rho_k} dt,$$

решение которого

$$\frac{(T_2 - T_S)^2}{(T_0 - T_S)^2} \frac{(T_0 - T_S)^2 + T_S^2}{(T_2 - T_S)^2 + T_S^2} = \exp\left(-\frac{16\sigma T_S^3 t}{dc_k \rho_k}\right). \quad (7)$$

Стадия прогрева переходит в стадию высокоактивированного самоускоряющегося экзотермического превращения, когда растущее по мере увеличения температуры T_2 химическое

тепловыделение становится равным убывающему теплоподводу излучением из прореагировавшего слоя:

$$d\rho_k Q k_0 \exp(-E/RT_2) = \sigma(T_1^4 - T_2^4) = 8\sigma T_S(T_S - T_2)((T_S - T_2)^2 + T_S^2). \quad (8)$$

Напомним, что температура перехода обозначена через T_2^* . Учитывая, что в дальнейшем развивается относительно быстрая стадия саморазогрева при практически отсутствующем теплообмене реагирующего слоя с окружающей средой, можно приближенно определить максимально достигаемую температуру $T_2^* + Q/c_k$, которая в силу периодичности совпадает с начальной температурой сгоревшего слоя T_{10} . Следовательно, $T_S = (T_2^* + T_1^*)/2$, $T_1^* = T_0 + Q/c_k = T_b$, а условие (8) преобразуется к виду

$$d\rho_k Q k_0 \exp(-E/RT_2^*) = \sigma[(T_0 + Q/c_k)^4 - T_2^{*4}], \quad (9)$$

и из него определяется T_2^* , а затем T_{10} . Время прогрева t^* находим из соотношения (7). Зная размер одной ячейки модельного гетерогенного состава и время цикла, можно приближенно оценить скорость горения. Продолжительность одного цикла определим как время прогрева и время индукции теплового взрыва в пренебрежении теплообменом между пластинами:

$$dc_k \rho_k \frac{dT_2}{dt} = d\rho_k Q \frac{d\eta_2}{dt},$$

$$\frac{d\eta_2}{dt} = \begin{cases} k_0 \exp(-E/RT_2), & \eta_2 < 1, \\ 0, & \eta_2 = 1. \end{cases}$$

Воспользовавшись подходом Франк-Каменецкого, разложим экспоненту в окрестности температуры T_2^* и определим адиабатический период индукции:

$$t_{ind} = (c_k RT_2^{*2}/QE)k_0^{-1} \exp(E/RT_2^*). \quad (10)$$

Время превращения периода структуры в эстафетном режиме горения

$$t_p = t^* + t_{ind},$$

а скорость горения равна отношению длины периода $d + \delta$ (δ — расстояние между пластинами) к времени его сгорания:

$$v = (d + \delta)/t_p. \quad (11)$$

Таким образом, задача сводится к решению трансцендентного уравнения (9). Легко видеть, что решение этого уравнения существует, единственно, меньше T_b и относительно просто может быть определено методом касательных. Температура T_2^* увеличивается с ростом безразмерных параметров E/RT_b и $\bar{\sigma} = \sigma T_b^4/\rho_k d Q k_0$.

Рассмотрим зависимость эстафетного режима горения от геометрических параметров структуры модельной среды d и δ . Мы уже отмечали [5], что в условиях кондуктивного теплообмена при уменьшении этих параметров эстафетный режим горения переходит в квазигомогенный. В случае, когда теплообмен обусловлен излучением, параметр σ не зависит от δ . В режиме горения при отсутствии конвекции ($\alpha = 0$) можно ввести другой масштаб времени и зависимость от структурных параметров появится только в уравнении макрокинетики. Если процесс химического взаимодействия сильноактивированный, быстропротекающий и сосредоточен, например, в области температуры фазового перехода одного из реагентов (см. в [6]), то описанная выше эстафетная динамика процесса горения может сохраняться и при существенном уменьшении структурных параметров. Возможно поэтому экспериментально для ряда составов (см. [2]) не наблюдался переход на квазигомогенный режим горения модельной гетерогенной системы. Процесс распространения фронта носит скачкообразный микрогетерогенный характер, аналогичный экспериментально обнаруженному при киносъёмках в [7, 8]. Однако следует помнить, что применимость модели (1)–(3) ограничена. Так, при увеличении толщины d нарушается предположение о гомогенности температуры по пластине, а при малых значениях δ встает вопрос о влиянии кондуктивного теплообмена и зависимости от него параметра σ . В последнем случае в процессе теплопередачи вместо двух вовлекается большее число пластин, что и ведет к гомогенизации горения.

Выше в рамках анализа одного цикла рассмотрен установившийся режим эстафетного горения. Однако модель (1)–(3) можно использовать и для изучения процесса инициирования фронта и определения динамики установления. В этом случае задано T_{10} , а T_2^* определяется из (8) при известном значении $T_S = (T_{10} + T_0)/2$. Затем последовательно переходим к следующему циклу, в котором задается новое значение

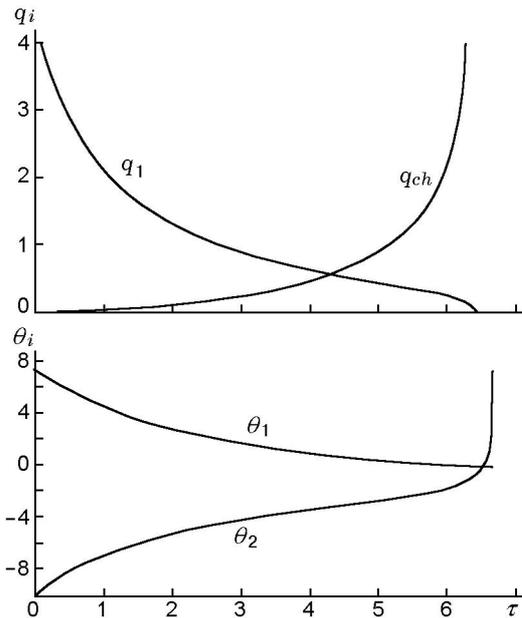


Рис. 2. Изменение во времени основных тепловых характеристик, определяющих процесс зажигания для установившегося эстафетного режима горения:

q_{ch} — безразмерный энергетический источник, q_1 — поток тепла для гетерогенной системы с параметрами $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.09$, $\theta_2(0) = \theta_0 = -10$, $\bar{\sigma} = 0.05$

$T_{10} = T_2^* + Q/c_k$, и т. д. В дальнейшем будем этим пользоваться при исследовании эстафетного режима горения в условиях теплопотерь в окружающую среду. Анализ динамики последовательных циклов можно провести, получая информацию о периоде из численного решения безразмерных уравнений (1)–(3) при начальных условиях (4).

Введем безразмерные переменные: $\theta = (T - T_b)E/RT_b^2$, $t_e = c_k RT_b^2/QEk \exp(E/RT_b)$, $\tau = t/t_e$, $\beta = RT_b/E$, $\gamma = \beta c_k T_b/Q$, безразмерная пространственная переменная пересчитывается по соотношению $\xi^2 = x^2 c_k \rho_k / \lambda_k t_e$. На рис. 2 приведены зависимости безразмерных энергетических источников $q_{ch} = \gamma^{-1} \exp(\theta/(1 + \beta\theta))$ и безразмерного теплового потока $q_1 = \bar{\sigma}(\theta_1^4 - \theta_2^4)$ от времени. Показана также установившаяся динамика изменения температур в непрореагировавшем слое на одном цикле эстафетного горения. Видно, что на стадии инертного прогрева основной вклад в нагрев вещества вносит поток тепла от прореагировавшего слоя, а тепловыделением химических реакций можно пренебречь. При $\tau = \tau^*$

выполняется равенство $q_{ch} = q_1$ (τ^* — безразмерное время инертного прогрева). В адиабатическом случае время инертного прогрева превышает время индукционного нагрева. Временем превращения слоя, начало которого совпадает с резким ростом температуры θ_2 , можно пренебречь. Значения безразмерных параметров: $\theta_0 = -10$, $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.09$, $\theta_{10} = 7.24$, $\bar{\sigma} = 0.05$, $\theta_2(0) = \theta_0 = -10$.

Таким образом видно, что предположения, используемые в приближенном аналитическом анализе эстафетного режима горения, правы.

ЭСТАФЕТНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ТЕПЛОПТЕРЬ

Реальное горение всегда осуществляется в условиях теплообмена с окружающей средой. Даже в специально сконструированной модельной среде имеется эффективный диаметр гетерогенной сборки, процесс горения которой сопровождается кондуктивной теплоотдачей и теплопотерями излучением в окружающую среду. Потери увеличиваются с ростом расстояния между пластинами и усилением конвекции в окружающем пространстве. При доминирующем лучистом переносе тепла в рассматриваемой системе радиационные теплопотери приближенно равны $\alpha(T^n - T_0^n)$, где $n = 4$. При кондуктивных теплопотерях зависимость линейная: $n = 1$. При этом система уравнений (1)–(3) допускает приближенный аналитический анализ. Установившийся режим эстафетного горения, как и прежде, целесообразно разделить на две стадии: квазиинертный теплообмен ($d\eta_2/dt \approx 0$) и интенсивное экзотермическое химическое превращение. Процесс квазиинертного теплообмена при $n = 1$ описывается линейной системой, решение которой

$$T_1 - T_2 = (T_{10} - T_0) \exp[-t(2\sigma + \alpha)/c_k \rho_k d], \tag{12}$$

$$T_1 + T_2 - 2T_0 = (T_{10} - T_0) \exp[-t\alpha/c_k \rho_k d]. \tag{13}$$

Воспользуемся приближенным критерием воспламенения поджигаемого слоя в условиях теплообмена:

$$(T_1 - T_2) = \alpha(T_2 - T_0) + \rho_k d Q k_0 \exp(-E/RT_2), \tag{14}$$

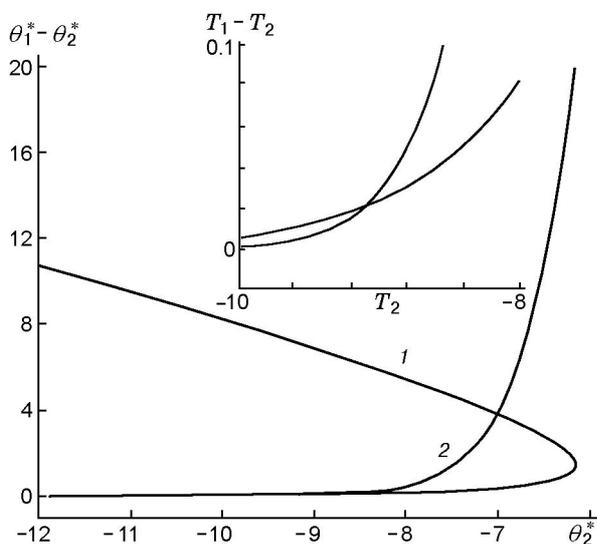


Рис. 3. Зависимость безразмерной разности температур $\theta_1^* - \theta_2^*$ от температуры θ_2^* при $\tilde{\sigma} = 1$ и $\tilde{\alpha} = 0.1$

который совместно с решением (12), (13) в момент воспламенения $t = t^*$ и условием квазиadiaбатичности относительно кратковременного процесса сгорания $T_{10} = T_2^* + Q/c_k$ замыкает задачу определения критической температуры воспламенения T_2^* . На рис. 3 представлена типичная зависимость безразмерной разности температур $\theta_1^* - \theta_2^*$ от температуры θ_2^* при фиксированных безразмерных параметрах $\tilde{\sigma} = 1$ и $\tilde{\alpha} = 0.1$ (кривая 1). Здесь $\theta_0 = -10$, $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.09$.

В отличие от аналогичной зависимости при $\alpha = 0$, данная зависимость неоднозначна. Тем не менее она простая, если трактовать (12) и (13) как параметрическое описание, выбирая t^* в качестве параметра. Вторая кривая соответствует безразмерному соотношению (14). Из рис. 3 видно, что либо возможно существование двух значений критической температуры T_2^* , либо нет ни одного, когда кривые 1 и 2 не пересекаются. Критическое значение параметра α (критический уровень теплопотерь) достигается, когда кривые соприкасаются вблизи максимально возможных значений T_2^* . При $\alpha > \alpha_{cr}$ существуют «высокотемпературное» и «низкотемпературное» циклические решения. Несмотря на значительное отличие температур в зоне реакции, рассматриваемые режимы горения сохраняют основные черты эстафетного горения

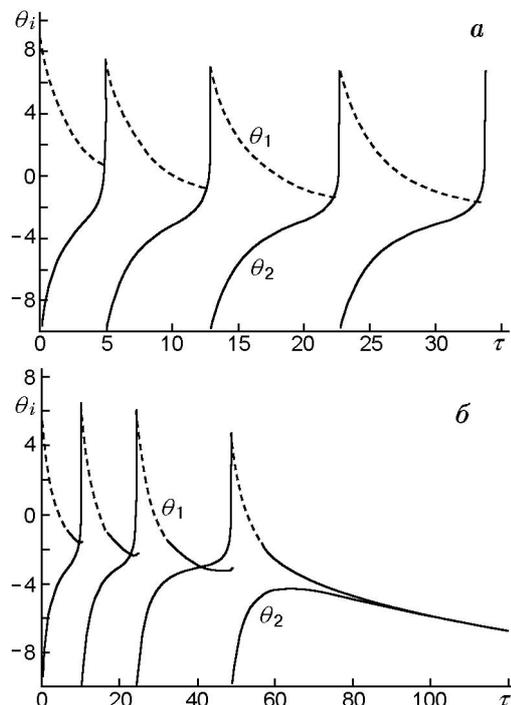


Рис. 4. Процесс выхода на установившийся эстафетный режим горения при докритических значениях теплопотерь (а) и динамика срыва горения при сверхкритических теплопотерях (б):

а — $\theta_1(0) = 9$, $\tilde{\alpha} = 0.007$, б — $\theta_1(0) = 7.24$, $\tilde{\alpha} = 0.0125$; $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.09$, $\theta_2(0) = \theta_0 = -10$, $\tilde{\sigma} = 0.05$

со сверхadiaбатической максимальной температурой. По аналогии с классической задачей распространения гомогенной волны горения в условиях теплопотерь [9] следует ожидать, что «низкотемпературный» режим будет абсолютно неустойчивым. Для анализа нестационарных (неустановившихся) режимов эстафетного горения используется «многошаговое» расширение математической модели (1)–(3). На начальном шаге температура T_{10} известна и равна температуре зажигания, время $\tau = 0$. Завершается шаг воспламенением и сгоранием последующей пластины, временной интервал i -го шага $\tau = \tau_i$, $T_2 = T_2(\tau_i)$. Соответственно на $(i + 1)$ -м шаге цикл реализуется при $T_{10}^{i+1}(0) = T_2(\tau_i)$, $T_2(0) = T_0$, $\eta_2(0) = 0$, общее время определяется как $\tau = \sum_{j=1}^i \tau_j$. В качестве критерия установления выбиралось условие близости конечных температур на периоде $|T_2(\tau_i) - T_2(\tau_{i+1})| < \epsilon$. Численное решение системы обыкновенных дифференциаль-

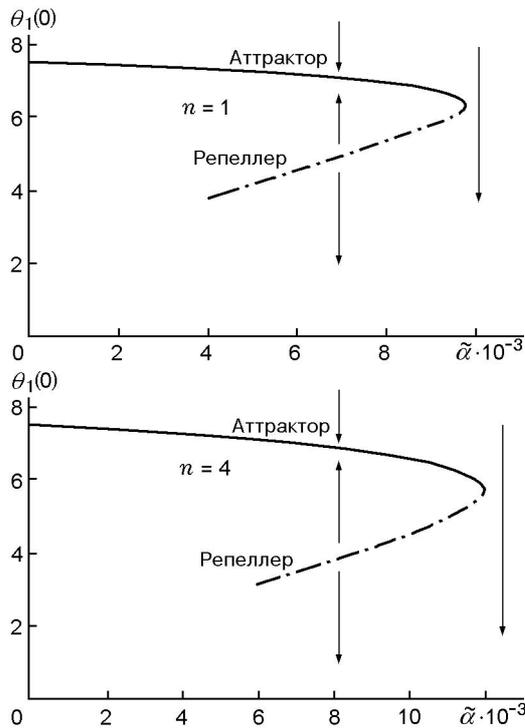


Рис. 5. Зависимость максимальной температуры за период при кондуктивном и лучистом механизмах теплообмена ($\gamma = 0.1$, $\beta = 0.09$, $\theta_2(0) = \theta_0 = -10$, $\tilde{\sigma} = 0.05$)

ных уравнений не вызывает проблем при любых значениях параметра n . На рис. 4, а показан процесс выхода на установившийся эстафетный режим горения при докритических значениях теплопотерь. Видно, что первоначально высокая температура инициирования горения за несколько циклов снижается до значений, соответствующих установившемуся режиму. Также достаточно быстро устанавливается горение, если его инициировать при пониженной температуре. На рис. 4, б представлена динамика срыва горения при попытке инициировать эстафетный режим горения в условиях сверхкритических теплопотерь. Первоначально высокая температура инициирования обеспечивает превращение на начальных циклах, тогда как в дальнейшем температура очередного слоя не достигает необходимого уровня для его самовоспламенения и горение прекращается. Показанная неединственность установившихся режимов горения указывает на существование «перевального» уровня температуры инициирования горения $T_1^*(0)$ при докритических уровнях теплопотерь ($\alpha < \alpha_{cr}$). При $T_1(0) > T_1^*(0)$ происходит выход на установив-

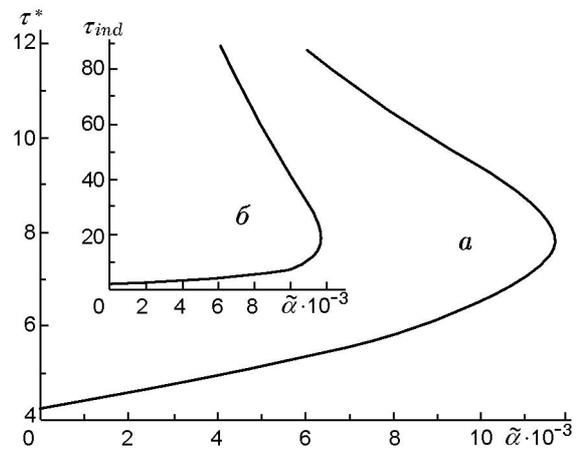


Рис. 6. Зависимость времени квазиинертного прогрева τ^* (а) и индукционного времени саморазогрева τ_{ind} (б) от теплопотерь для гетерогенной системы с параметрами $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.09$, $\theta_0 = -10$, $\tilde{\sigma} = 0.05$

шийся «высокотемпературный» режим горения, а при $T_1(0) < T_1^*(0)$ наблюдается срыв горения, аналогичный изображенному на рис. 4, б. В случае $T_1(0) = T_1^*(0)$ существует неустойчивый к возмущениям «низкотемпературный» режим эстафетного горения, который был обнаружен при анализе неединственности (см. рис. 3). Такой характер эстафетного превращения гетерогенной среды в условиях теплопотерь позволяет установить зависимость максимальной температуры в течение цикла (а следовательно, и остальные характеристики установившегося эстафетного горения) от величины теплопотерь α . На рис. 5 представлена зависимость максимальной температуры за период при кондуктивном и лучистом механизмах теплообмена. Стрелками указано направление «приближения» к устойчивой ветви (так называемому аттрактору) и «отталкивания» от абсолютно неустойчивой ветви (репеллера). Место соединения этих ветвей определяет критический уровень теплопотерь $\alpha = \alpha_{cr}$.

Рассмотрим теперь тепловую динамику на одном периоде (цикле) для «высокотемпературных» и «низкотемпературных» режимов. Для этого, сопоставляя безразмерный тепловой поток в очередной непрореагировавший слой $q_1 = \tilde{\sigma}(\theta_1^4 - \theta_2^4)$ с энергоснабжением за счет экзотермического химического превращения $q_{ch} = \gamma^{-1} \exp(\theta/(1 + \beta\theta))$, определяем зависимость времени τ^* квазиинертного прогрева (время,

когда $q_1 > q_{ch}$) и индукционного времени саморазогрева τ_{ind} от уровня теплотеря. На рис. 6 представлен типичный характер такой зависимости. Если продвигаться, начиная с нулевых теплотеря «высокотемпературного» эстафетного режима, в направлении увеличения теплотеря вплоть до их критического уровня α_{cr} , а затем в направлении уменьшения теплотеря, но по «низкотемпературному» режиму, то будет наблюдаться непрерывный рост как времени прогрева, так и времени индукции. Однако если для «высокотемпературного» режима при малых теплотерях основное время цикла представлено стадией прогрева, то в дальнейшем превалирует этап индукционного саморазогрева. По нашему мнению, именно с этим фактом связана высокая чувствительность к возмущениям и неустойчивость «низкотемпературного» режима.

Экспериментально существование критических теплотеря для эстафетного режима горения было показано в [2]. Незначительное увеличение расстояния между реакционными слоями приводило к срыву эстафетного режима горения. Это связано с тем, что коэффициент теплотеря в случае радиационного механизма теплопереноса между слоями конечной площади увеличивается с ростом расстояния между слоями, $\alpha \sim \delta^2$. Отметим также, что критический уровень теплотеря при радиационном теплопереносе от частицы к частице наблюдался и при горении газозвесей [10]. Там в условиях конкуренции радиационного и кондуктивного механизмов теплообмена при увеличении теплотеря происходила перестройка высокоскоростного лучистого режима в низкоскоростной кондуктивный режим горения.

Модельная гетерогенная система [1] удобна для детального экспериментального анализа процессов фронтального экзотермического превращения в сложных гетерогенных системах. Параллельно с экспериментом удается в рамках простых теоретических моделей достичь адекватности описания температурных полей, их динамики и зависимости от определяющих параметров [1–8, 11]. Такое «согласованное» исследование способствует глубокому пониманию протекающих процессов и механизма распространения фронта горения в гетерогенных средах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках упрощенной математической мо-

дели (1)–(3) на качественном уровне удается выявить основные закономерности динамики эстафетного режима горения гетерогенных составов. В зависимости от макрокинетики химического превращения в условиях лучистого теплопереноса показана возможность сохранения эстафетного (дискретного) режима горения для гетерогенных составов даже в случае существенной малости структурных параметров. При наличии теплотеря в окружающую среду обнаружена неединственность «установившихся режимов» — «высокотемпературный» и «низкотемпературный» эстафетные фронты горения.

Проведенный численный эксперимент в нестационарных условиях показал абсолютную неустойчивость низкотемпературного режима и позволил изучить динамику установления высокотемпературного режима. Установлено существование критических теплотеря, превышение которых ведет к «срыву горения». Проанализировано изменение термокинетических характеристик за период процесса, показано, что в процессе горения достигаются сверхадиабатические уровни температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вадченко С. Г., Мержанов А. Г. Гетерогенная модель распространения пламени // Докл. АН. 1997. Т. 352, № 4. С. 487–489.
2. Вадченко С. Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков с зазором) // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 2. С. 42–50.
3. Вадченко С. Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков без зазора) // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 55–60.
4. Вадченко С. Г. Квазигомогенный и псевдоспиновый режимы горения циркониевых проволок в воздухе // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 1. С. 69–73.
5. Кришеник П. М., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. Нестационарные режимы превращения многослойных гетерогенных систем // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 70–79.
6. Рогачев А. С. О микрогетерогенном механизме безгазового горения // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 2. С. 38–47.
7. Рогачев А. С., Мукасян А. С., Варма А. Микроструктура самораспространяющихся волн экзотермических реакций в гетерогенных средах // Докл. АН. 1999. Т. 366, № 6. С. 777–780.

8. Mukasyan A., Rogachev A., Varma A. Mechanism of reaction wave propagation during combustion synthesis of advanced materials // Chem. Eng. Sci. 1999. V. 54. P. 3357–3367.
9. Зельдович Я. Б. Теория предела распространения тихого пламени // Журн. эксперим. и теор. физики. 1941. Т. 8, № 2. С. 202–213.
10. Krishenik P. M., Rumanov E. N., Shkadinskii K. G. Modeling wave propagation in a carbon dust/gas mixture // Combust. Flame. 1994. V. 99. P. 713–722.
11. Мержанов А. Г. Распространение твердого пламени в модельной гетерогенной системе // Докл. АН. 1997. Т. 353, № 4. С. 505–507.

Поступила в редакцию 13/IX 2004 г.
