
УДК 535.529:541.64

ТЕРМОМЕХАНОХИМИЧЕСКАЯ ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С МИКРОСТРУКТУРОЙ

© 2019 г. В. И. Попов*

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

**e-mail: vipopov@itp.nsc.ru*

Поступила в редакцию 11.04.2019 г.

После доработки 05.08.2019 г.

Принята к публикации 12.08.2019 г.

Исследуется проблема интенсификации процесса воспламенения и горения частиц твердого топлива с полимерной микроструктурой методами механохимической, термической активации и микропомола. Учитывается внутреннее выгорание статистического фазового ансамбля, связанных между собой компонентов в частице топлива, движение которых описывается фазовой плотностью вероятности. Представлены зависимости времени выгорания частиц топлива от радиуса, температурного фактора, энергии активации (степени метаморфизма топлива) для константы скорости химической реакции, от частоты релаксационных явлений переноса механически возбужденных микроструктурных событий в частице, которые в совокупности лежат в основе воспламенения и горения топлива. Показано, что интенсивностью горения топлива с микроструктурой можно управлять механической активацией топлива, уменьшая его время релаксации, повышая тем самым диффузионную подвижность выгорающих компонентов, размером частиц, температурным фактором. В кинетическом, диффузионном и переходном режимах внутриобъемного выгорания частицы топлива выделены области изменения внешних и внутренних характеристик системы, когда на время выгорания частицы топлива существенную роль играет механохимическая активация топлива, размер частиц, энергия активации или температурный фактор.

Ключевые слова: термомеханоактивация, процессы переноса, горение, релаксация, микроструктура, топливо

DOI: 10.1134/S0002331019040113

ВВЕДЕНИЕ

Широкий класс энергетического топлива, например, ископаемые органические, технологически полимеризованные составные, смесевые и т.п. топлива наделены сложной внутренней микроструктурой и вследствие этого имеют особые физико-химические свойства. Фундаментальным свойством таких топлив является способность к релаксации напряженного состояния даже вблизи равновесия, то есть немгновенного и нелокального отклика на внешние термодинамические воздействия. Релаксационные явления приводят к запаздыванию внутренних процессов переноса импульса, тепла и массы, лежащие в основе процесса воспламенения и устойчивого горения таких видов топлива. В связи с этим при моделировании процессов интенсивного горения в системе балансовых уравнений, наряду с основными внешними термодинамическими параметрами, должны содержаться определяющее соотношение и уравнение движения внутреннего параметра с релаксационным свойством [1, 2].

Горение одиночной частицы любого вида топлива является базовым принципом его факельного горения [3–6]. Цель настоящего исследования заключается в установлении и анализе сопряженного влияния комплекса внешних и внутренних (термомеханохимических) факторов на время выгорания частицы топлива с полимерной микроструктурой; в определении диапазона параметрического управления скоростью процесса выгорания частицы топлива.

Относительно новый метод механохимической активации горения твердых частиц топлива с микроструктурой способствует уменьшению влияния структурно-кинетических (релаксационных, запаздывающих) явлений на процессы переноса [7–10]. Уменьшение характерного времени релаксации повышает диффузионную подвижность выгорающих компонентов, которая контролирует и управляет скоростью химических реакций [11]. Кроме того механическое воздействие на частицы топлива (например, в высоконапряженных мельницах дезинтеграторного, планетарного и т.п. типа) уменьшает диаметр частиц, способствуя их быстрому прогреву (число Био = $\lambda d/\alpha \ll 1$), увеличивает реакционную поверхность и пористость частицы, то есть доступность внешнего и внутреннего окислителя к выгорающим компонентам. Следует заметить, что механоактивация частиц микроструктурного топлива проходит эффективно в том случае, когда технологическое время механоактивации, до начала процесса воспламенения, имеет порядок или меньше времени пробужденного состояния (релаксации) частицы топлива [7].

Температурный (тепловой) метод активации горения топлива широко используются в различных физико-химических технологиях. Термическая активация обычно представляется соотношением Аррениуса для константы скорости химических реакций. Скорость гетерогенного горения частицы топлива обычно связывают с температурой наружной поверхности частицы и рассматривают как последовательное уменьшение ее размеров (радиуса) во времени, без учета внутренней кинетики выгорания. Применение закона Аррениуса к определению такой условной скорости горения, для топлива с микроструктурой, приводит не к истинной, а “кажущейся” энергии активации [12].

В связи с этим исследование горения топлива полимерной микроструктуры требует расширения классического соотношения Аррениуса на случай учета зависимости скорости химических реакций от механохимической кинетики, которая учитывает релаксационное (запаздывающее) влияние структурно-статистических явлений в частице топлива на скорость химических реакций.

Таким образом, термомеханохимический метод интенсификации воспламенения и горения частиц топлива с полимерной микроструктурой рассматривается с учетом влияния микропола (радиуса частицы), вынужденной релаксации поля напряженного микросостояния частиц, возбуждающую подвижность выгорающих компонентов топлива, которые наряду с температурным фактором интенсифицируют диффузионно-контролируемые химические реакции горения.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМОМЕХАНОХИМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА ВРЕМЯ ВЫГОРАНИЯ ЧАСТИЦ ТОПЛИВА С МИКРОСТРУКТУРОЙ

Решение задачи о времени выгорания частицы топлива обычно строится в приближении последовательного уменьшения геометрических размеров (диаметра) частицы топлива во времени, без учета внутренних структурно-кинетических особенностей выгорания ее горючих компонент [3–5, 12, 13].

В работе [3] система уравнений для определения времени выгорания частицы топлива, которая отдает с поверхности вещество в окружающую среду, записывается с использованием метода диффузионного переноса массы через плоскую неподвижную газовую пленку, которая отделяет поверхность выгорающей частицы топлива от пото-

ка газа. Уравнение неразрывности, диффузионный перенос массы и граничное условие на поверхности раздела частицы топлива соответственно имеют вид:

$$\operatorname{div} V = 0, \quad D_0 \partial_y^2 b - V \partial_y b = 0, \quad V_s = D_0 (\partial_y b)_s. \quad (1)$$

При условии постоянства массового потока $\rho_0 V = -\rho \dot{r}$ решение системы уравнений (1) для времени выгорания частицы топлива, как изменение ее радиуса во времени, имеет вид:

$$\dot{r} = -2 \ln(1 + B) D_0 \rho_0 / d \rho. \quad (2)$$

Из уравнения (2) следует, что время выгорания частицы топлива без учета внутренних локально-неравновесных процессов переноса имеет вид:

$$\tau = \rho d^2 / 8 D_0 \rho_0 \ln(1 + B). \quad (3)$$

Проблема интенсификации горения частицы топлива полимерной микроструктуры осложнена тем, что включает в себя необходимость сопряженного моделирования внешних и внутренних процессов переноса.

Одним из характерных признаков интенсивного горения частицы любого вида топлива, включая частицы топлива полимерной микроструктуры, является изменение ее радиуса во времени $\dot{r} \equiv \frac{dr}{dt}$. В нашем рассмотрении это изменение дополнительно связано с неравновесной радиальной функцией распределения плотности вероятности $\tilde{W}_i(\bar{x}, \bar{v}_i, t)$ выгорающего компонента с потоком массы $\rho_0 V = -\rho \dot{r}$, параметром выгорания $-B$ [3] частицы топлива, подвергнутой механохимической активации.

Частица топлива моделируется пространственной сеточной полимерной микроструктурой, в узлах которой находятся выгорающие компоненты топлива, которые связаны между собой неравновесной радиальной функцией распределения [14].

С учетом структурно-статистических особенностей выгорания компонентов топлива, связанных пространственной полимерной матрицей, из условия сохранения фазового объема функции распределения плотности вероятности статистического ансамбля выгорающих компонентов, записываем расширенное уравнение движения статистического фазового ансамбля в виде [15–17]:

$$\partial_t W_i + \partial_r [W_i (V + \bar{v}_i)] = \partial_r \tilde{W}_i. \quad (4)$$

В уравнении (4) величина $\partial_t W_i$ – скорость изменения динамической плотности вероятности компонентов в фазовом элементе частицы топлива; $\partial_r \tilde{W}_i$ – скорость изменения плотности вероятности химически активных компонентов, вступивших в реакцию в этом элементе.

Скорость представительного компонента фазового ансамбля находится из условия безынерционного баланса энтропийных и диффузионных сил, действующих на выгорающий компонент [14, 16]:

$$\bar{v}_i = -\xi^{-1} (\xi x_i / \varepsilon + kT \partial (\ln W_i) / \partial r). \quad (5)$$

Здесь $\varepsilon = \xi S b^2 / 12 kT$ – время релаксации, время структурных перестроек к новому равновесному состоянию в процессе термического возмущения компонента; ξ – коэффициент внутреннего сопротивления при диффузии выгорающего компонента.

Величина $\bar{v}_i(\bar{x}, t) = n_i^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{v}_i W_i(\bar{x}, \bar{v}_i, t) d^3 \bar{v}_i$ – осредненная скорость представительного компонента относительно системы координат, начало которой помещено в центр масс взаимодействующих с ним компонент ближайшего окружения. Этот компонент пространственного взаимодействия с окружением является наиболее представитель-

ным, так как находится в узле пространственной сетки, имеет относительно высокую энергию активации и поэтому наиболее затруднен для реагирования. Вместо углеродного компонента им может быть кислородосодержащий компонент, который находится в избытке реагирования (кинетический режим) или в недостатке (диффузионно-релаксационный режим) реагирования.

Под действием внешнего поля каждый выгорающий компонент в течение некоторого времени существования ближнего порядка и в окружении себе подобных компонент движется в усредненном по времени поле энтропийных и диффузионных сил, пространственного структурного взаимодействия. Даже однородная деформация топлива, например, посредством нормальной составляющей скорости выгорания, вызывает неоднородное распределение плотности вероятности относительных положений пробужденных компонент топлива, в то время как тепловое движение стремится восстановить их однородное распределение. При этом диффузия компонент, обусловленная тепловым движением, протекает по релаксационному (запаздывающему) механизму, контролируя в итоге скорость химических реакций.

В соответствии с известным соотношением Аррениуса для скорости химических реакций, с учетом вероятностного характера их проявления (концентрация $C \sim n\tilde{W}_i(\bar{x};t)$), выражение для внутриобъемной скорости химической реакции имеет вид [8, 16]:

$$\partial_t \tilde{W}_i = \pm \tau_0^{-1} \exp(-A_{gr}/\theta) (\langle x_i x_j \rangle - \delta_{ij}). \quad (6)$$

Уравнение (6) представляет собой расширенное соотношение Аррениуса на случай учета влияния диффузионно-релаксационного микросостояния выгорающих компонент на скорость химических реакций в виде $(\langle x_i x_j \rangle - \delta_{ij})$. В этом случае скорость внутриобъемных химических реакций зависит от механического отклонения полимерной системы от локально-равновесного состояния δ_{ij} , а механизм ускорения реакции связан с повышением температуры. Знак “–” соответствует эндотермической реакции, знак + экзотермической реакции.

В уравнениях движения среды с микроструктурой, как правило, содержится внутренний пространственный масштаб различной физической природы с размерностью длины.

В данной работе это $\langle x_i x_j \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x_i x_j W_i(\bar{x}, \bar{v}_i, t) d^3 \bar{v}_i$, – внутренний пространственный масштаб континуальной среды, учитывающий ее вероятностную микроструктуру. Величина $W_i(\bar{x}, \bar{v}_i, t)$ – радиальная функция распределения плотности вероятности сегментов, связывающих между собой узлы – компоненты; $x_i x_j$ диадный масштаб пробужденных событий, которые также определяют в фазовом пространстве координат и скоростей выгорающие компоненты топлива.

С учетом (5) из соотношения (4) получаем уравнение для распределения компонента во времени его пребывания в частице топлива:

$$\partial_t W_i - \alpha^{-1} \left[\partial_r^2 W_i + \partial_r (r W_i) \right] + \partial_r (\dot{r} W_i) = \partial_t \tilde{W}_i. \quad (7)$$

Умножая (7) на квадратный скалярный инвариант $\langle x_i x_i \rangle = r^2$, находим более простое соотношение для масштабных моментов $\left(\langle r^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} r^2 W_i d^3 \bar{v}_i \right)$ выгорающего компонента во времени его пребывания в частице:

$$\partial_t \langle r^2 \rangle + 2\alpha^{-1} (\langle r^2 \rangle - 1) + (\partial_r \langle r^2 \rangle) m/r + 2m \pm K (\langle r^2 \rangle - 1) = 0. \quad (8)$$

В уравнении (8) $K = \tau_0^{-1} \exp(-A_{gr}/\theta)$, $m = D_0 \rho_0 \ln(1 + B/\rho)$.

В связи с тем, что среднее время достижения выгорающих компонентов границы (радиуса) частицы имеет вид $\bar{\tau} = \tau(r) = \int_{-\infty}^{\infty} t (\partial_t W_i) dt$ [18], из (8) получаем дифференциальное уравнение (9) для нахождения среднего времени выгорания частицы топлива. При регулярном ($\partial_r \dot{r} = 0$) выгорании частицы, имеем:

$$d_r \bar{\tau} - \left(\frac{nr}{m}\right) \bar{\tau} + r/m = 0. \quad (9)$$

Здесь учтено, что $\bar{\tau} = \int_0^{\infty} t \partial_t^2 (\langle r \rangle - 1) dt = -1$, а $n = 2\alpha^{-1} \pm K$.

Решение (9) при условии $r = R$, $\bar{\tau} = 0$ имеет вид:

$$\bar{\tau} = n^{-1} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{nR^2}{2m} \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right) \right] \right\}. \quad (10)$$

В начальный момент времени ($t = 0$) компоненты находятся равной вероятности ($\langle r^2 \rangle = 1$) в любой точке радиуса частицы. Поэтому среднее по объему время полного выгорания частицы с начальным радиусом R находим из соотношения:

$$\langle \tau \rangle = \frac{3}{R^3} \int_0^R \bar{\tau} r^2 dr = n^{-1} \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{nR^2}{2m} \right) \left[1 + \frac{3}{10} \frac{nR^2}{m} \right] \right\}. \quad (11)$$

Уравнение (11) дает время выгорания частицы практически важных (малых) размеров. Оно получено после разложения (10) и пренебрежения членами по r в степени выше второй. Для $nR^2/m < 1$ из (11) следует результат (3) выгорания частицы без учета его внутренней структуры.

Известно, что время релаксации в результате механических возмущений систем с полимерной микроструктурой, зависит от скорости деформации системы. При механическом моделировании с учетом аналогичных внутренних структурно-статистических процессов переноса в частице топлива полимерной микроструктуры, после ее возмущения со скоростью сдвига $G = \text{const}$ и $t \approx \infty$, эта зависимость имеет вид [8, 9]:

$$\alpha = (P_{xx} - P_{rr}) / 2\tau_{xr} G. \quad (12)$$

Из соотношения (12) имеем гиперболическую зависимость уменьшения времени релаксации от механоактивационного фактора – скорости сдвига, а также зависимость времени релаксации от деформационно-напряженного состояния частицы исследуемого топлива.

Из (11) следует, что механоактивационное уменьшение времени релаксации, в соответствии с (12), сокращает время выгорания частицы топлива с полимерной микроструктурой, т.е. интенсифицируют процесс горения.

Таким образом, интенсивность горения топлива определяется не только микропомом, т.е. развитием реакционной поверхности при уменьшении радиуса частицы, но и его термомеханоактивационным пробужденным микросостоянием (n), контролирующим скорость химических реакций.

В диффузионно-релаксационном режиме внутриобъемного горения частицы топлива, когда скорости химических реакций намного больше диффузионно-релаксационных ($\alpha \ll K$) явлений переноса, на рис. 1 представлены данные времени выгорания от радиуса частицы – R и механоактивационного фактора (частоты релаксации) – PG , где $P = 2\tau_{xr}\alpha_0 / (P_{xx} - P_{rr})$ – коэффициент механоактивации напряженного состояния исследуемого топлива. Величина $K_1 = 1/m\alpha_0$. Время максимального запаздывания процесса переноса – α_0 .

В результате выделены оптимальные области изменения характеристик выгорающих частиц топлива. Видно, что механоактивационный эффект на время выгорания

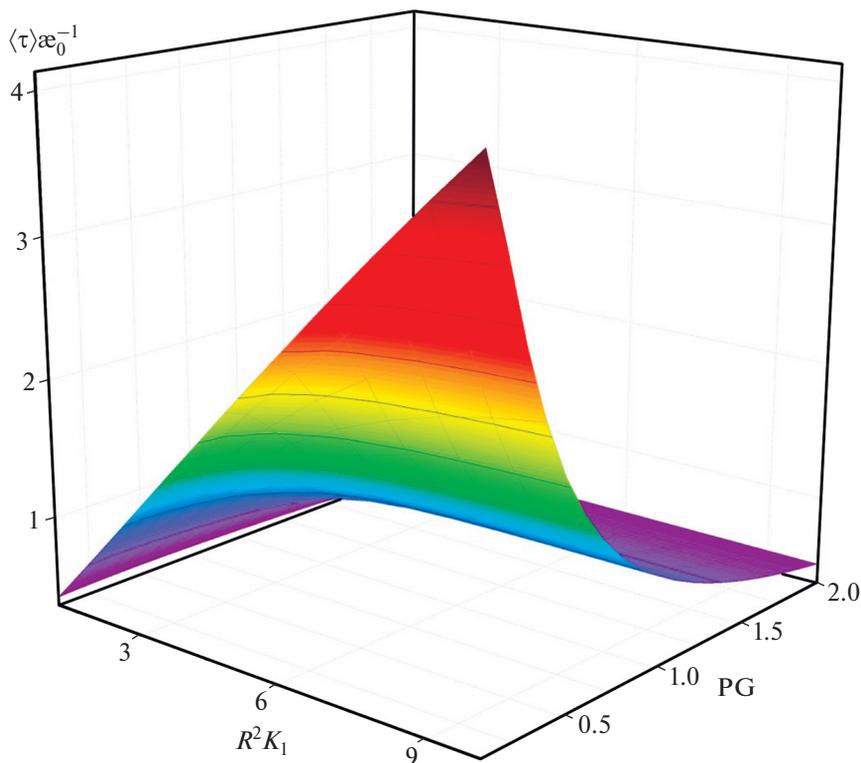


Рис. 1. Время выгорания частиц топлива в диффузионно-релаксационном режиме горения в зависимости от внешних и внутренних характеристик системы.

значителен для частиц микропатола ($R^2 K_1 > 2$) и $PG < 2$. Для $R^2 K_1 \gg 2$ основное влияние на время выгорания оказывает PG . При $PG > 2$ нет необходимости дальнейшего повышения энергозатрат на механоактивацию и микропатола частиц (развитие реакционной поверхности), равно как для частиц микропатола в области $R^2 K_1 < 2$ механоактивационный эффект не проявляется. В этой теоретической области при $PG < 2$ на время выгорания частицы топлива оказывает влияние только микропатола, а запаздывающие (релаксационные) явления переноса на время выгорания частицы топлива пренебрежимо малы. Однако, в связи с тем, что механическим путем получить микропатола размер частиц меньше 20 мкм практически невозможно, то механоактивационный метод уменьшения времени выгорания органического топлива для частиц традиционного размера является важным.

В кинетически неравновесном $Ag/\theta < 10$ режиме внутриобъемного горения частицы топлива, когда скорости химических реакций меньше диффузионно-релаксационных ($\alpha \gg K$) явлений переноса, на рис. 2 представлены данные времени выгорания от радиуса частицы – R и термохимической активации Ag/θ . Величина $K_2 = 1/m\tau_0$. Максимальное время химической релаксации – τ_0 . Видно, что рост степени метаморфизма (например, высокая энергия активации антрацита в комплексе Ag по сравнению с бурым углем) существенно влияет на время выгорания частицы топлива.

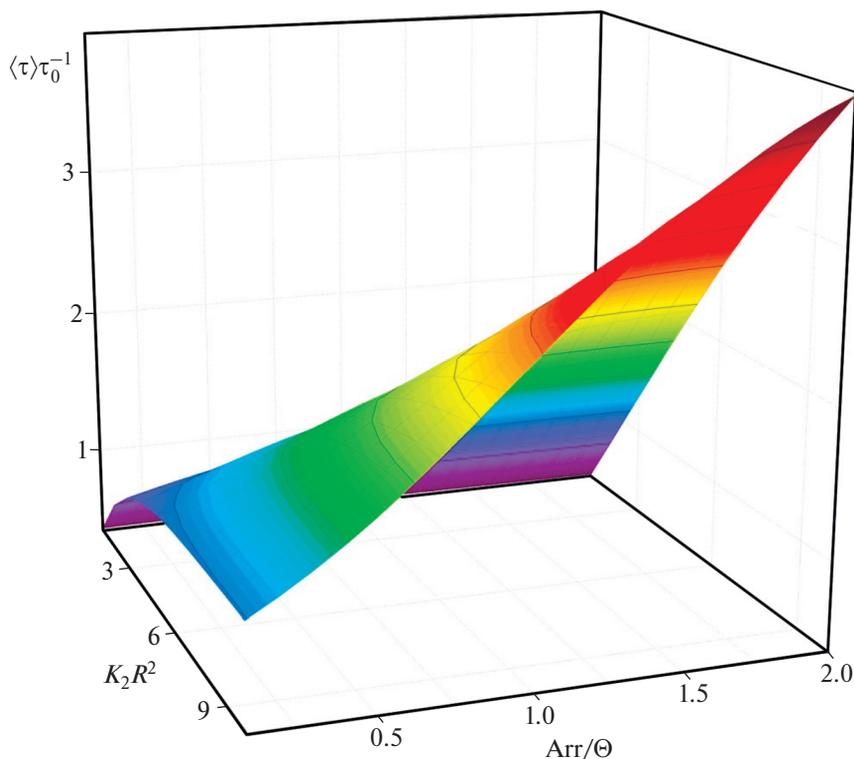


Рис. 2. Время выгорания частиц топлива в кинетическом режиме внутриобъемного горения в зависимости от внешних и внутренних характеристик системы.

С ростом степени метаморфизма топлива диффузионные явления переноса, контролирующие скорость химических реакций, уменьшаются. В связи с этим время выгорания частиц топлива возрастает. С ростом температуры скорость химических реакций возрастает, и время выгорания уменьшается. Для малых частиц топлива ($K_2 R^2$) влияние запаздывающего термохимического фактора (Arr/θ) на время выгорания частиц топлива незначительное. Это обстоятельство связано с мгновенным температурным прогревом малой частицы топлива. Для такой частицы число $Bio = \lambda 2R/\alpha \ll 1$.

При малых значениях термохимического фактора процесс горения смещается во внешнюю диффузионную область. При этом в исследуемом диапазоне R^2 наблюдается стабилизация времени выгорания частиц топлива с ростом размера его частиц.

Относительное влияние температурных (θ) и частотных $\alpha^{-1} = 2\tau_{xr}\tau_0 G/(P_{xx} - P_{rr})$ активационных факторов на время выгорания частицы топлива для комплекса $K_2 R^2 = 8$ представлено на (рис. 3).

Видно, что с увеличением механической частоты возмущения частицы топлива и увеличением температурного фактора время выгорания уменьшается. На время выгорания частицы топлива влияет его степень метаморфизма, характеристикой которой является величина (Arr), а также коэффициент механоактивации частицы топлива $P = 2\tau_{xr}/(P_{xx} - P_{rr})$.

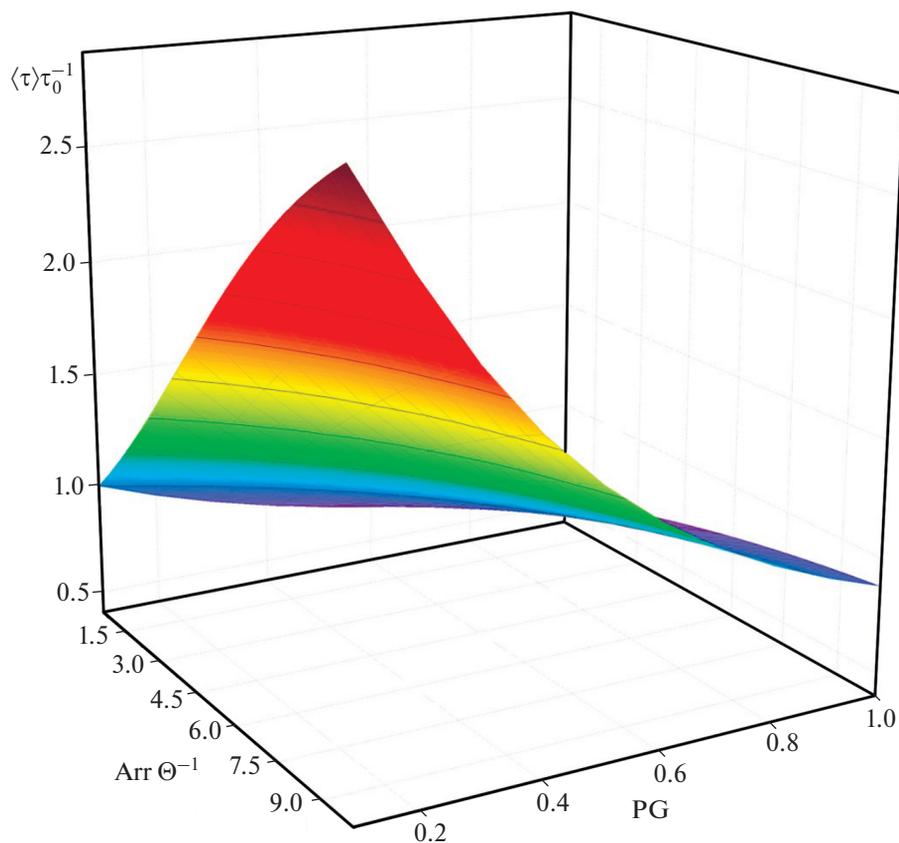


Рис. 3. Время выгорания частиц в переходном режиме горения в зависимости от термохимической ($A_{гр}/\Theta$) и механохимической (PG) активации топлива.

ВЫВОДЫ

Термомеханохимический принцип интенсификации воспламенения и горения частиц топлив с полимерной микроструктурой состоит в микропомоле, в вынужденной релаксации поля напряженного микросостояния частиц, в возбуждении диффузионной подвижности вероятностной микроструктуры с выгорающими компонентами топлива, которые в совокупности с температурным фактором интенсифицируют диффузионно-контролируемые химические реакции.

Скорость воспламенения и горения частиц топлива, их время выгорания зависят от внешних и внутренних параметров системы, включая размер частиц, химическую активность топлива, температурный фактор, время релаксации. Полученные закономерности относительно времени выгорания частиц топлива позволяют оценить размеры камер сгорания, связать их со скоростью протекания химических реакций и полнотой выгорания частиц топлива. Интенсивность горения, время выгорания частицы топлива зависит от частоты релаксации, от макропараметров механоактивации – соотношения упругого и диссипативного рассеяния тепловой энергии. Выделены области изменения внешних и внутренних характеристик выгорающей системы, когда на время горения частицы топлива существенную роль играет механоактивационное умень-

шение времени релаксации, размер частиц (микрочастиц), энергия активации (критерий Аррениуса) или температурный фактор.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

τ – время релаксации, время перехода структуры к наиболее вероятному конформационному состоянию, с; τ_{xr} – касательное напряжение сдвига, Па; $(P_{xx} - P_{rr})$ – первая разность нормальных напряжений девиатора тензора напряжений, Па; \mathbf{G} – характерный градиент скорости процесса механоактивации топлива, с^{-1} ; $\bar{v}_i(\bar{x}, t) = n_i^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{v}_i W_i(\bar{x}, \bar{v}_i, t) d^3 \bar{v}_i$ – скорость движения представительного компонента, взятого относительно центра масс, то есть определенная по его тепловой (диффузионной) скорости – \bar{v}_i м/с; V – нормальная к поверхности раздела фаз скорость выгорания частицы топлива, м/с; V_S – нормальная составляющая скорости выгорания на поверхности частицы, м/с; $n_i(\bar{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} W_i(\bar{x}, \bar{v}_i, t) d^3 \bar{v}_i$ – числовая плотность выгорающих компонент; $\langle \tau \rangle$ – среднее по объему время выгорания частицы топлива, с; ρ – плотность твердой частицы, кг/м^3 ; ρ_0 – плотность среды, окружающей частицу, кг/м^3 ; T – температура, $^{\circ}\text{K}$; d – диаметр сферической частицы; r – радиус частицы, м; $B = (m_j - m_{js}) / (m_{js} - 1)$ – параметр переноса массы; m_{js}, m_j – соответственно относительная массовая концентрация переноса на границе фаз и в газовой пленке; D_0 – коэффициент молекулярной диффузии в газовой пленке, $\text{м}^2/\text{с}$; $b = (m_j - m_0)r / (m_{js} - 1)$ – сохраняемая в процессе диффузии и при наличии химических реакций величина переноса; r – коэффициент пропорциональности расходов выгорающих компонент топлива и кислорода; k – постоянная Больцмана, Дж/К; $W_i(\bar{x}, \bar{v}_i, t)$ – радиальная функция распределения плотности вероятности выгорающих компонент; ξ – коэффициент реодинамического взаимодействия выгорающих частиц топлива; δ_{ij} – единичная матрица; $\tau_0 = \langle x^2 \rangle_0 / D$ – максимальное, характерное время релаксации, например, при отсутствии внешнего возмущения представительного компонента, определяемое свойствами физической системы, с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м К); α – коэффициент теплоотдачи, Вт/м² К; τ_0 – максимальный, первичный масштаб времени реакции, характерный временной масштаб для протекания химической реакции представительного компонента, с; d – диаметр частицы, м; E – энергия активации, Дж/моль К; R – число Авогадро, Дж/К; t – время, с; i, j – координатные компоненты. Безразмерные величины: $\text{Arg} = E/RT_a$ – критерий Аррениуса, определенный по адиабатической температуре горения; $\theta = T/T_a$; $K_1 = 1/m \tau_0$; $K_2 = 1/m \tau_0$; $\tau_1 = \tau/\tau_0$; $\tau_2 = \tau/\tau_0$; Arg/θ – химическая активность топлива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бувечич Ю.А., Ясников Г.В. Релаксационные методы в исследованиях процессов переноса // Инженерно-физический журн. 1983. Т. 44. № 3. С. 489–504.
2. Muser H.E., Peterson J. Thermodynamic theory of relaxation phenomena // Fortschritte der Physik. 1971. V. 19. P. 559–612.
3. Сполдинг Д.Б. Основы теории горения. М.-Л.: Госэнергоиздат. 1959. 319 с.
4. Бекстед М.В., Лианг У., Паддунтаккам К.В. Математическое моделирование горения одиночной алюминиевой частицы (обзор) // Физика горения и взрыва. 2005. № 6. С. 15–33.
5. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. М.: Из-во МГУ, 1957. 442 с.
6. Померанцев В.В., Арефьев К.М., Ахмедов Д.Б. и др. Основы практической теории горения. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 310 с.
7. Burdukov A.P., Popov V.I., Faleev V.A. Study of mechanically activated coal combustion // Thermal Science. 2009. V. 13. № 1. P. 127–138.

8. Попов В.И. Механоактивация процесса переноса в полимерных системах // Журн. прикладной механики и технической физики. 2012. Т. 53. № 6. С. 88–97.
9. Попов В.И. Напряженное состояние химически активных полимерных систем при сдвиговом, элонгационном, осциллирующем режимах деформирования // Инженерно-физический журн. 2013. Т. 86. № 1. С. 162–167.
10. Барамбойм Н.К. Механохимия высокомолекулярных соединений. М.: Химия, 1978. 384 с.
11. Бутягин П.Ю. Разупорядочение структуры и механохимические реакции в твердых телах // Успехи химии. 1984. Т. 53. № 11. С. 1769–1778.
12. Лавров Н.В., Шурыгин А.П. Введение в теорию горения и газификации топлива. Изд-во АН СССР. 1962. 215 с.
13. Гусаченко Л.К., Зарко В.Е. Анализ современных моделей стационарного горения смесевых топлив // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. № 6. С. 3–15.
14. Попов В.И. Реокинетика переноса вещества и импульса химически активных средах с микроструктурой // Теплофизика и аэромеханика. 2001. Т. 8. № 2. С. 269–281.
15. Терлецкий Я.П. Статистическая физика. Изд-во “Высшая школа”, М.: 1966. 235 с.
16. Попов В.И. Диффузионно-релаксационная модель факельного горения топлива // Химия твердого топлива. 2007. № 4. С. 39–49.
17. Бувевич Ю.А., Голдобин Ю.М., Ясников Г.П. Кинетика тепло-и массообмена полидисперсной системы частиц с окружающей средой. Тепло-и массообмен в химически реагирующих системах // Материалы международной школы-семинара. Минск: 1983. С. 160–172.
18. Туницкий Н.Н., Каминский В.А., Тимашев С.Ф. Методы физико-химической кинетики. М.: Химия. 1972. 197 с.

Thermomechanochemical Intensification of Ignition and Burning of Solid Fuel Particles with Microstructure

V. I. Popov*

Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Novosibirsk, Russia

**e-mail: vipopov@itp.nsc.ru*

The problem of intensifying the process of ignition and burning of solid fuel particles with a polymer microstructure is investigated by the methods of mechanochemical, thermal activation and microgrinding. Internal burnout of the statistical phase ensemble of interconnected components of a fuel particle, whose motion is described by the phase probability density, is taken into account. The dependences of time of fuel particle burnout on the radius, temperature factor, and activation energy (degree of fuel metamorphism) on the frequency of relaxation phenomena of transfer of mechanically excited microstructural events in the particle, which together form the basis of fuel ignition and burning, are presented for the chemical reaction rate constant. It is shown that intensity of microstructured fuel burning can be controlled by mechanical activation of fuel, reducing its relaxation time (thereby increasing the diffusion mobility of burnable components), particle size, and temperature factor. In the kinetic, diffusion, and transient regimes of intra-volume burnout of fuel particles, the areas of changes in the external and internal characteristics of the system, where mechanochemical activation of the fuel, particle size, activation energy or temperature factor have a significant effect on the time of fuel particle burning, are distinguished.

Keywords: thermomechanical activation, transfer processes, burning, relaxation, microstructure, fuel