

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ВО ВСПУЧИВАЮЩИХСЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

УДК 536.24+614.8

Г. Н. Исаков, А. Я. Кузин

НИИ прикладной математики и механики, 634050 Томск

Одна из актуальных задач обеспечения пожарной безопасности и повышения огнестойкости конструкций различного назначения при воздействии высокоинтенсивных источников тепловой энергии — разработка и применение теплозащитных материалов вспучивающегося типа [1–5]. Такие материалы при тепловом нагружении способны увеличиваться по толщине в десятки и более раз [3–5], образуя теплозащитный слой с малой теплопроводностью и предохраняя тем самым стенку конструкции от разрушения. Номенклатура таких материалов непрерывно растет [5], увеличиваются и затраты на проведение тепловых испытаний с целью их сертификации и прогнозирования теплозащитных свойств. В связи с этим представляется рациональным подход, включающий изучение протекающих в прогретых слоях вспучивающихся покрытий физико-химических процессов, их идентификацию и математическое описание. Это позволяет строить физически правдоподобные математические модели, способные давать обоснованный прогноз при разработке новых, более эффективных покрытий.

Попытки в реализации этого подхода предприняты в [1–4]. Так, в [3, 4] изучены некоторые закономерности тепломассопереноса в огнезащитном покрытии на основе хлорсульфированного полиэтилена (ХСПЭ) и терморасширяющегося графита (ТРГ). Обнаружено, что процессы термодеструкции связующего и вспучивания протекают в одном и том же температурном интервале. Это обстоятельство, а также высокая пористость теплозащитного слоя существенно усложняют идентификацию наблюдаемых физико-химических процессов, поэтому приходится их расщеплять на более простые, последовательно изучать и идентифицировать каждый в отдельности.

Методика проведения исследований таким образом подробно изложена в работе [6], где приведена план-схема экспериментов: предварительного и основного. На первом этапе, используя метод стабилизированных состояний [7], удалось определить теплофизические характеристики вспучивающегося материала [8] в широком диапазоне температур из решения обратной задачи теплопроводности для каждой температуры стабилизации в отдельности. По результатам динамического эксперимента [4] найдены макрокинетические постоянные для первой стадии процесса термодеструкции полимерного связующего, который носит экзотермический характер и может быть описан твердофазной реакцией первого порядка с температурной зависимостью в виде закона Аррениуса. Обнаружена аналогия адиабатического режима протекания первой стадии этой реакции с процессом зажигания конденсированных веществ [9, 10].

В данной работе на основе экспериментальной информации о температурных полях и динамике роста теплозащитного слоя в условиях теплового нагружения предложена наиболее полная модель вспучивающегося материала и идентифицированы процесс термодеструкции полимерного связующего и процесс вспучивания наполнителя в исследуемом

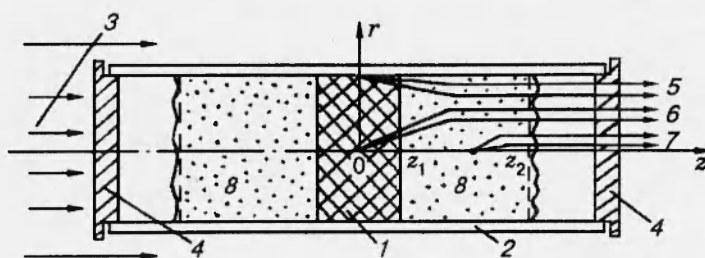


Рис. 1

диапазоне температур.

1. Методика эксперимента и физические представления о протекающих процессах. В соответствии с методикой [6] произведем пространственное расщепление процессов в физико-химическом эксперименте и рассмотрим его схему, изображенную на рис. 1. Здесь исследуемый образец 1 в виде таблетки из вспучивающегося материала на основе ХСПЭ и ТРГ с начальной толщиной $h_n = 2Oz_1 \leq 6 \cdot 10^{-3}$ м помещен в реакционную ячейку, которая представляет собой полый цилиндр 2 и позволяет изучать процесс вспучивания только вдоль продольной координаты z . При этом выполняется условие осесимметричности относительно оси Or . Материал цилиндра (кварц, нержавеющая сталь) и его размеры варьировались с целью выяснения влияния стенок на величину и скорость вспучивания. Оказалось, что эти факторы слабо влияют на конечный результат и могут быть отнесены к незначимым. Нагревание реакционной ячейки осуществляется в потоке 3 нагретого газа (азота) с фиксированной температурой при продольном ее обтекании. Для предотвращения затекания газа в полость ячейки она с торцов закрывается пробками 4 из отожженного асбокартона. При проведении эксперимента измеряются: температура в центре образца T_c , на оси полого цилиндра T_{Oz} и на границе T_w контакта образца со стенкой цилиндра. Измерения проводятся микротермопарами 5–7 типа ХА с размером спая $2 \cdot 10^{-4}$ м, сигналы с которых регистрируются на светолучевом осциллографе Н-115 [4, 10].

На рис. 2 приведена типичная осциллограмма записи температур T_w , T_{Oz} , T_c (линии 1–3) в зависимости от времени t для образца из вспучивающегося материала СГК-1 [3, 4]. Видно, что нагрев ячейки осуществляется в линейном режиме (т. е. $q_w = \text{const}$) со скоростью ~ 25 К/с. Начиная с $t > t_{нр}$ ($t_{нр}$ — начало реакции термодеструкции полимерного связующего) температура $T_c(t)$ резко возрастает и при $t = t_*$ сравнивается с $T_w(t)$. Такое поведение кривой $T_c(t)$ показывает, что термодеструкция идет с объемным тепловыделением и в качественном отношении аналогична твердофазной реакции при воспламенении конденсированных веществ [9, 10]. Адиабатические режимы протекания таких реакций хорошо изучены [9, 10] и были использованы в [4] при нахождении нулевых приближений по кинетическим параметрам. Для определения кратности вспучивания и потери массы в зависимости от температуры применен метод стабилизированных состояний [7]. Суть его в том, что образец отжигается в потоке нагретого газа (азота) при фиксированных температурах стабилизации T_{si} ($i = 1, 2, \dots, n$) с последовательным их повышением ($T_{s1} < T_{s2} < T_{s3} < \dots < T_{sn}$), а затем быстро охлаждается (замораживается) в потоке холодного азота. Считается, что при быстром охлаждении протекающие в материале физико-химические процессы фиксируются и соответствуют равновесному состоянию при заданной температуре T_{si} . Процесс нагревания образца до новой, более высокой температуры стабилизации регистрируется на осциллографе в зависимости от времени и

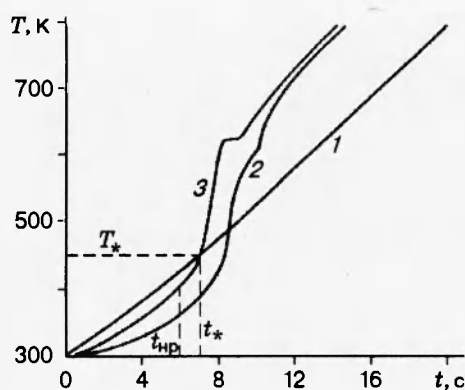


Рис. 2

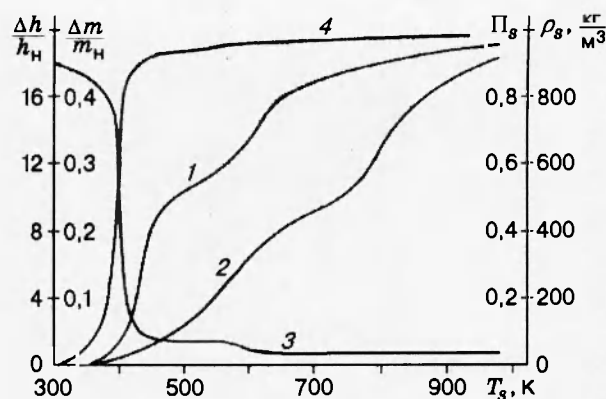


Рис. 3

используется затем для нахождения теплофизических характеристик из решения коэффициентной обратной задачи теплопроводности [8].

На рис. 3 приведены зависимости кратности вспучивания $\Delta h/h_n$ и относительной потери массы $\Delta m/m_n$ (линии 1 и 2) от температуры T_s . Здесь $\Delta h = h - h_n$ и $\Delta m = m_n - m$ — изменение размеров и массы исследуемого образца в начальные и конечные моменты времени. Величина Δh соответствует удлинению образца за счет вспучивания между начальным 1 и конечным 8 состояниями (см. рис. 1).

Рассмотрим вторую стадию протекания физико-химических превращений, которая имеет место при температурах $T_s > 550$ К. Кратность вспучивания при этих температурах составляет $\gtrsim 12$ (линия 1), а пористость достигает $\gtrsim 0,9$ (линия 4). По-видимому, в высокоразвитой пористой структуре идет гетерогенная реакция окисления или хлорирования с возможным сажеобразованием. Поскольку механизм этой брутто-реакции неизвестен, используем формально-кинетический подход и запишем ее в виде [10]

$$W_2 = -k_{02}[(m/m_n) - (m_2/m_n)] \exp(-E_2/RT), \quad (1.1)$$

где $k_{02} = \overline{k_{02}}(S/V)(P_{e2}M_{e2}C_{e2}/RT_*)^\nu$ — эффективный предэкспоненциальный множитель.

Специфической особенностью протекания реакции (1.1) является наличие во вспученном слое 8 (см. рис. 1) развитой пористой структуры, где в качестве характерного размера необходимо выделить элемент с удельной поверхностью S/V . На рис. 3 приведены графики плотности ρ_s теплозащитного слоя и его пористости Π_s (линии 3 и 4) в зависимости от температуры стабилизации T_s . Видно, что при $T_s > 600$ К пористость достигает своего предельного значения, а размер характерного элемента, например радиуса волокнистой структуры вспученного слоя, может быть учтен в уравнении (1.1) при расчете скорости гетерогенной реакции W_2 . Будем считать также, что реакция (1.1) идет с момента $t \geq t_*$, который соответствует точке пересечения кривых $T_c(t)$ и $T_w(t)$ (см. рис. 2). Характерную температуру при $t = t_*$ обозначим T_* .

2. Математическая модель и постановка обратных задач. Сформулируем обратную задачу нестационарного тепломассопереноса для тела цилиндрической формы (см. рис. 1). Будем считать, что вектор плотности теплового потока зависит от продольной координаты z и не зависит от радиального угла φ . На внешней нагреваемой поверхности тела задана температура $T_w(z, t)$, на правой границе имеет место свободно-конвективный теплообмен, задаваемый граничным условием третьего рода с коэффициентом теплоотда-

чи α_z , а на левой границе $z = 0$ и на оси $r = 0$ задаются условия симметрии. Известны начальное распределение температуры в образце и его масса. Используя заданные начальные и граничные условия, а также дополнительную экспериментальную информацию о температуре в центре образца $T_c(t)$, требуется определить теплофизические характеристики тела и макрокинетические постоянные химических реакций, происходящих в твердом теле при его нагревании.

Процесс тепломассопереноса во вспучивающемся материале описывается системой нелинейных уравнений энергии и химической кинетики

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \rho c U \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\rho_n}{f(T)} (Q_1 W_1 + Q_2 W_2), \quad f(T) = 1 + \frac{\Delta h}{h_n}; \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(m/m_n)}{\partial t} + U \frac{\partial(m/m_n)}{\partial z} = W_1 + W_2 \quad (0 \leq t \leq t_k, \quad 0 \leq r \leq r_w, \quad 0 \leq z \leq z_2(r, t)) \quad (2.2)$$

с начальными и граничными условиями

$$T(r, z, 0) = T_n, \quad (m/m_n)(r, z, 0) = 1; \quad (2.3)$$

$$T(r_w, z, t) = T_w(z, t); \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial T(0, z, t)}{\partial r} = \frac{\partial T(r, 0, t)}{\partial z} = 0; \quad (2.5)$$

$$\lambda(T(r, z_2, t)) \frac{\partial T(r, z_2, t)}{\partial z} = \alpha_z (T_{ez}(r, z_2, t)) - T(r, z_2, t). \quad (2.6)$$

Здесь скорость первой стадии реакции термодеструкции имеет вид

$$W_1 = -k_{01} \left(\frac{m}{m_n} - \frac{m_1}{m_n} \right) \exp \left(- \frac{E_1}{RT} \right), \quad (2.7)$$

а скорость гетерогенной реакции W_2 (вторая стадия) определяется из (1.1). Скорость вспучивания U вычисляется с учетом экспериментальной зависимости $\Delta h/h_n = f(T_s) - 1$ (рис. 3, кривая 1).

Так как реакция (1.1) идет с момента времени $t = t_*$ при $T_c(t) \geq T_*$ (рис. 2, кривая 3), то в диапазоне $m/m_n \leq m_1/m_n$ скорость $W_1 = 0$, $W_2 \neq 0$, а в диапазоне $m/m_n \leq m_2/m_n$ $W_1 = W_2 = 0$. Значения $m_1 > m_2$ берутся с кривой потери массы $\Delta m/m_n(T_s)$ (рис. 3, линия 2). В выражениях (1.1) и (2.1)–(2.7) приняты следующие обозначения: c — удельная теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности; E_1 , k_{01} , Q_1 — энергия активации, предэкспонент и тепловой эффект первой стадии реакции термодеструкции; E_2 , k_{02} , Q_2 , ν — энергия активации, предэкспонент, тепловой эффект и порядок (по окислителю) гетерогенной реакции; P , M , C — давление, молекулярная масса и концентрация окислителя в пористой структуре; $z_2(r, t)$ — подвижная граница вспученного слоя; R — универсальная газовая постоянная; индексы: n — начальное состояние, k — конечное, $*$ — характерное, e — газообразное, s — стабилизация при заданной температуре, $e2$ — пористая структура во вспученном слое, w — нагреваемая поверхность реакционной ячейки.

В математической модели (2.1)–(2.7) с учетом (1.1) необходимо определить теплофизические характеристики λ , ρc и макрокинетические постоянные первой и второй стадии реакции термодеструкции $\bar{E}_i$, k_{0i} , Q_i ($i = 1, 2$), идентифицирующие процесс тепломассопереноса во вспученном теплозащитном материале.

3. Алгоритм решения обратных задач. Используя методологию расщепления сложных процессов на простые [6], метод стабилизированных состояний [7] по схеме экспе-

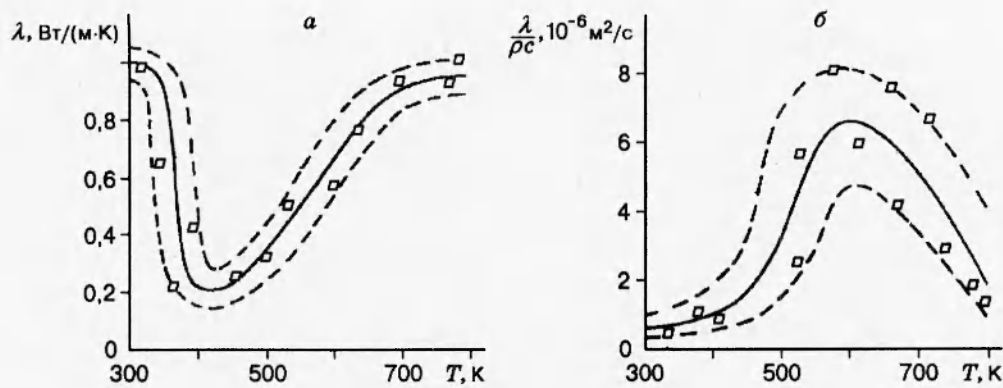


Рис. 4

римента на рис. 1 и экспериментальные данные рис. 2, удалось уточнить теплофизические характеристики вспучивающегося материала SGK-1 [8] из решения двумерной коэффициентной обратной задачи теплопроводности. В качестве нулевых приближений были взяты значения коэффициентов теплопроводности λ и объемной теплопроводности ρc из работы [8], где они получены из решения соответствующей одномерной коэффициентной обратной задачи [8, 11]. На рис. 4, а, б представлены зависимости коэффициентов λ и ρc от температуры стабилизации T_s , которые носят нелинейный характер и отражают весь спектр процессов, наблюдаемых во вспучивающемся материале при нагревании. Сплошные линии — аппроксимационные зависимости, квадратики — значения теплофизических характеристик, найденные по методу стабилизированных состояний [7, 8], а штриховые линии — доверительные интервалы определяемых величин.

Макрокинетические постоянные обеих стадий реакции термодеструкции E_i , k_{0i} , Q_i ($i = 1, 2$) определялись из условия минимума функционала

$$\Phi(E_i, k_{0i}, Q_i) = \int_0^t (T_c^3(0, 0, t) - T_c(0, 0, t))^2 dt, \quad (3.1)$$

представляющего среднеквадратичное отклонение экспериментальных T_c^3 и расчетных T_c значений температуры в центре образца, причем последние находились из решения двумерной краевой задачи (2.1)–(2.7) с учетом (1.1).

Интегрирование системы уравнений (2.1)–(2.7) из-за существенных изменений длины образца в направлении оси Oz представляет значительные трудности, поэтому введем переменные Лагранжа [12] в виде

$$t = \tau, \quad z = \int_0^\xi f d\tau. \quad (3.2)$$

Для производных имеют место соотношения

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} - f^{-1} \int_0^\xi \frac{\partial f}{\partial \tau} d\xi \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial}{\partial z} = f^{-1} \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad (3.3)$$

а скорость всучивания определяется по формуле

$$U = \int_0^{\xi} \left(\frac{\partial \xi}{\partial \tau} \right) d\xi. \quad (3.4)$$

В новых переменных ξ, τ (3.2) с учетом (3.3) и (3.4) двумерная краевая задача (2.1)–(2.7) примет вид

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\lambda}{f} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) + \frac{\rho_n}{f} (Q_1 W_1 + Q_2 W_2); \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial(m/m_n)}{\partial \tau} = W_1 + W_2, \quad 0 \leq \tau \leq \tau_k, \quad 0 \leq r \leq r_w, \quad 0 \leq \xi \leq \xi_2 \quad \left(\xi_2 = \frac{h_n}{2} \right); \quad (3.6)$$

$$T(r, \xi, 0) = T_n, \quad (m/m_n)(r, \xi, 0) = 1; \quad (3.7)$$

$$T(r_w, \xi, \tau) = T_w(\xi, \tau); \quad (3.8)$$

$$\left(\frac{\lambda}{f} \right) T(r, \xi_2, \tau) \frac{\partial T(r, \xi_2, \tau)}{\partial \xi} = \alpha_z (T_{ez}(r, \xi_2, \tau) - T(r, \xi_2, \tau)). \quad (3.9)$$

Задача (3.5)–(3.9) может быть решена любым из известных численных методов, например методом расщепления [13]. Одномерные уравнения, получаемые в результате расщепления на каждом временном полушаге, эффективно решаются итерационно-интерполяционным методом [11] с итерациями по коэффициентам.

Минимизация функционала (3.1) осуществляется с помощью метода сопряженных градиентов [14]. Итерационный процесс поиска макрокинетических постоянных прекращается при выполнении условия

$$\Phi(E_i, k_{0i}, Q_i) \leq \delta^2, \quad (3.10)$$

где $\delta^2 = \delta_T^2 + \delta_a^2$; δ_T^2, δ_a^2 — интегральные погрешности определения экспериментальных и расчетных значений температуры соответственно. Как правило, $\delta_a \ll \delta_T$ [11]. Величина δ_T^2 оценивается по формуле $\delta_T^2 = \int_0^t \sigma^2(t) dt$, где $\sigma^2(t)$ — дисперсия функции $T_c^3(t)$. В качестве параметра естественной регуляризации в выбранном методе выступает число итераций, согласованное с условием (3.10).

4. Результаты численных расчетов. Для решения поставленной задачи была составлена программа на языке ФОРТРАН для IBM PC AT 386. При проведении численных расчетов использовались теплофизические характеристики, представленные на рис. 4, и зависимость кратности всучивания $\Delta h/h_n(T_s)$ (рис. 3, линия 1). За нулевые приближения макрокинетических постоянных для первой стадии реакции термодеструкции взяты их значения из [4]. Они были получены в предположении адиабатического протекания реакции в характерных точках (t_*, T_*) , определенных экспериментально для различных скоростей нагрева. При решении прямой задачи тепломассопереноса (3.5)–(3.9) шаг по времени Δt брался равным 0,1 с, а число точек в направлении осей Or и Oz $n_r = n_z = 11$. Значение характерной температуры $T_* = 450$ К. Время счета одного варианта задачи не превышало 5 мин. Дальнейшее увеличение числа точек n_r и n_z вдвое приводило к незначительному росту точности решения задачи ($\sim 0,5$ %), хотя время счета увеличивалось более чем вдвое.

Были проведены численные исследования по оценке решения, полученного в рамках одномерной (при $z = 0$) и двумерной постановки рассматриваемой задачи. Использо-

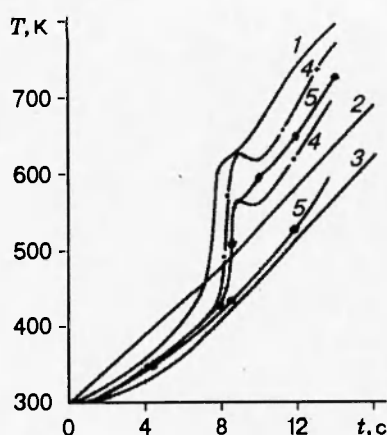


Рис. 5

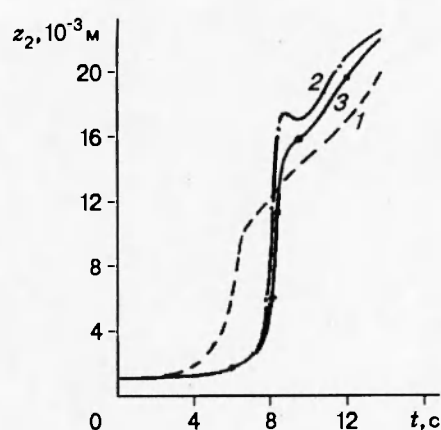


Рис. 6

лись значения макрокинетических постоянных, полученные в [15] из решения одномерной обратной задачи. На рис. 5 линии 1–3 — соответственно экспериментальные значения температуры в центре и на поверхности образца, а также температуры газа в реакционной ячейке, линии 4, 5 — расчетные значения температуры на оси образца в центре $z = 0$ (верхние кривые) и на его подвижной границе $z = z_2(0, t)$ (нижние) для $\alpha_z = 0$ и $50 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Анализ кривых на рис. 5 показывает, что значения температуры в центре образца, полученные в результате решения одномерной задачи, больше значений, найденных из решения двумерной задачи, и связаны с учетом перетекания тепла вдоль оси z . С ростом α_z перепад температуры по толщине образца увеличивается.

На рис. 6 приведены расчетные зависимости координаты подвижной границы $z_2(r, t)$ при $r = r_w$ (линия 1) и $r = 0$ для $\alpha_z = 0$ и $50 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ (линии 2 и 3). Наблюдается неравномерное вспучивание образца по радиусу, которое соответствует изменению температуры по радиусу. В начальные моменты времени до $t \leq 8,4 \text{ с}$ вспучивание на оси образца запаздывает, а затем опережает вспучивание у нагреваемой поверхности образца.

Проведенный таким образом анализ кривых на рис. 5, 6 показывает, что для определения макрокинетических постоянных исследуемых реакций путем решения обратных задач необходимо использовать двумерную постановку, а также учитывать теплообмен на подвижной границе при достаточно точном задании коэффициента теплоотдачи α_z . В связи с этим коэффициент свободно-конвективной теплоотдачи α_z в газовом зазоре между подвижной границей $z_2(r, t)$ и пробкой (см. рис. 1) определим по формуле [16] $\alpha_z = (\lambda_e/d) \text{Ra}^{1/8}$, где Ra — число Рэлея; d — характерный размер зазора; λ_e — теплопроводность газа в зазоре.

Если в качестве характерного размера d взять радиус полого цилиндра (см. рис. 1), то в диапазоне температур $T_{ez} = 300 \div 800 \text{ К}$ и чисел Рэлея $\text{Ra} = 8 \div 80$ при $P_e = 0,1 \text{ МПа}$ $\alpha_z \sim 16 \div 25 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Для численных расчетов по модели (3.4)–(3.9) было взято среднее значение $\alpha_z = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Кривыми 4 на рис. 7 показаны расчетные зависимости температур на оси образца в центре $z = 0$ (верхняя кривая) и на его подвижной границе $z = z_2(0, t)$ (нижняя) в сравнении с экспериментальными 1–3 (обозначения те же, что и на рис. 5) для заданных значений коэффициента теплоотдачи $\alpha_z = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ и макрокинетических постоянных из [15]. Наблюдается заметное расхождение экспериментальных 1 и расчетных 4 значений температуры в центре образца. В связи с этим для определения

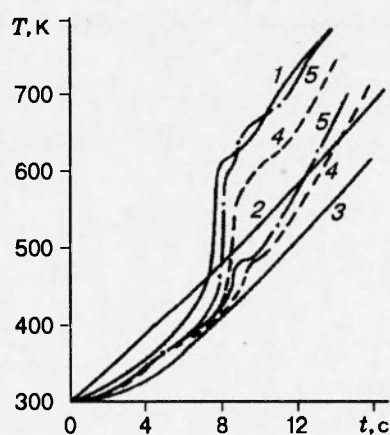


Рис. 7

термокинетических постоянных использовалась двумерная математическая постановка с $\alpha_z = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Погрешности определения термокинетических постоянных, вызванные погрешностью алгоритма решения обратной задачи и неточным измерением экспериментальных значений температуры в центре образца $T_c^3(0, 0, t)$, находились из решения модельной задачи, близкой к реальной. Исходная информация об используемых в двумерной обратной задаче экспериментальных значениях температуры в центре образца была получена из решения двумерной прямой задачи с указанными в работе данными. Расчетные значения температуры $T_c(0, 0, t)$ определялись с точностью 0,5 %. Для уменьшения погрешностей, связанных с интерполяцией значений температуры в узлах разностной сетки, использовались кубические сплайны [11].

Проведенные численные расчеты показали, что максимальная относительная погрешность определения термокинетических постоянных при невозмущенных экспериментальных значениях температуры в центре образца не превосходит 2 %. Полученная погрешность близка к погрешности определения эффективных термокинетических постоянных гетерогенных химических реакций [11]. Реально экспериментальные значения температуры в центре образца измеряются термopарами с погрешностью, не превышающей 4 % [4, 10]. Задавая температуру из коридора погрешностей, границы которого определяются значениями $(1 \pm 0,04)T_c(0, 0, t)$ ($T_c(0, 0, t)$ — невозмущенная температура), мы получили относительные погрешности определения термокинетических постоянных. С учетом этих погрешностей из решения двумерной обратной задачи для реальной температуры в центре образца (кривая 1 на рис. 7) при $\alpha_z = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ найдены уточненные значения макрокинетических постоянных для исследуемых реакций: $E_1 = (74 \pm 10) \text{ кДж/моль}$, $Q_1 = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $k_{01} = 1,3 \cdot 10^{8 \pm 1} \text{ с}^{-1}$, $E_2 = (43,5 \pm 5) \text{ кДж/моль}$, $Q_2 = (3,5 \pm 0,5) \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}$, $k_{02} = 5 \cdot 10^{2 \pm 0,5} \text{ с}^{-1}$.

Кривыми 5 на рис. 7 показаны расчетные зависимости температуры на оси $r = 0$ в центре образца $z = 0$ (верхняя кривая) и на его подвижной границе $z = z_2(0, t)$ (нижняя), полученные из решения прямой задачи с использованием найденных макрокинетических постоянных. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных и расчетных значений температуры в центре образца не более 30 К, что составляет $\sim 5 \div 6 \%$ при доверительной вероятности 0,95.

Таким образом, на основе двумерной математической модели тепломассопереноса во

вспучивающихся материалах с использованием приема расщепления по физическим процессам и эффективных алгоритмов решения прямых и обратных задач определен комплекс теплофизических и макрокинетических характеристик, которые с достаточной степенью точности идентифицируют наблюдаемые в эксперименте физико-химические процессы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Buckmaster J., Anderson C. E., Nachman A. A model for intumescent systems // Int. J. Eng. Sci. 1986. V. 24, N 3. P. 263–276.
2. Buckmaster J., Anderson C. E., Dziunk J., et al. A study of intumescent reaction mechanisms // J. Fire Sci. 1985. V. 3, N 3. P. 161–194.
3. Zverev V. G., Isakov G. N., Nesmelov V. V., et al. Heat transfer mechanism and fire insulation properties of some intumescent materials // Int. J. Polym. Materials. 1993. V. 20, N 1–2. P. 91–99.
4. Исаков Г. Н., Несмелов В. В. О некоторых закономерностях тепломассопереноса во вспучивающихся огнезащитных материалах // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 2. С. 57–63.
5. Романенков И. Г., Левитес Ф. А. Огнезащита строительных конструкций. М.: Стройиздат, 1991.
6. Исаков Г. Н. Решение задач теплофизики и динамики гетерогенных реагирующих сред методами интегрального моделирования // Физическое и математическое моделирование тепловых и гидродинамических процессов / Межвуз. сб. Томск: Изд-во ТПИ, 1990.
7. Шленский О. Ф., Шашков А. Г., Аксенов Л. Н. Теплофизика разлагающихся материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
8. Исаков Г. Н., Кузин А. Я. Определение теплофизических характеристик пористых материалов // Теплообмен и теплофизические свойства материалов: Материалы Всесоюз. семинара. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 1992.
9. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
10. Исаков Г. Н. Моделирование нестационарных процессов тепломассопереноса и воспламенения в реакционноспособных средах. Томск: Изд-во ТГУ, 1988.
11. Гришин А. М., Кузин А. Я., Миков В. Л. и др. Решение некоторых обратных задач механики реагирующих сред. Томск: Изд-во ТГУ, 1987.
12. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т. 1.
13. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967.
14. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1988.
15. Исаков Г. Н., Кузин А. Я. Идентификация процессов переноса и макрокинетики во вспучивающихся материалах // Идентификация динамических систем и обратные задачи: Тр. 2-й Междунар. конф. Т. 2. С.-Петербург, 1994.
16. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975.

Поступила в редакцию 23/XI 1994 г.,
в окончательном варианте — 29/V 1995 г.