

5. Batycky J. P., McCaffery F. G. et al. Interpreting relative permeability and wettability from unsteady-state displacement measurements // Soc. Petrol. Engng J.— 1981.— V. 21, N 3.
6. Зимон А. Д. Адгезия жидкостей и смачивание.— М.: Химия, 1974.
7. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика.— М., 1963.— Ч. 1, 2.
8. Jacquin Ch., Legait B. Influence of capillarity and viscosity during spontaneous imbibition in porous media and in capillaries // Physicochemical Hydrodynamics. Intern. J.— 1984.— V. 5, N 3/4.
9. Королев А. В., Шалимов Б. В., Швидлер М. И. О «висячих» скачках насыщенности при фильтрации несмешивающихся жидкостей в неоднородных средах // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1975.— № 3.
10. Узаков Э. О возможности повышения нефтеотдачи путем локального воздействия на пласт // Динамика многофазных сред.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1983.
11. Швидлер М. И., Леви Б. И. Одномерная фильтрация несмешивающихся жидкостей.— М.: Недра, 1970.
12. Коновалов А. Н. Задачи фильтрации многофазной несжимаемой жидкости.— Новосибирск: НГУ, 1972.

Поступила 17/III 1987 г.

УДК 536.4:551.466+533.6.011.6

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ЗАЖИГАНИЯ РЕАГИРУЮЩИХ ВЕЩЕСТВ ПРИ СЛОЖНОМ ТЕПЛОМАССОБМЕНЕ

Г. Н. Исаков, Г. С. Касьянов
(Томск)

Применение тепловых волн в практике теплофизических исследований общеизвестно [1]. Методы периодического нагрева позволяют по измеренным пространственно-временным и амплитудно-фазовым колебаниям температуры в твердом теле, которое нагревается в среде с гармонически измеряющимися параметрами, комплексно определять его тепловые свойства [1]. Периодические флуктуации параметров теплообмена наблюдаются также во многих технологических процессах с дисперсными средами, например в псевдооживленном слое [2].

В последнее время тепловые волны и их аналоги используются при анализе каталитических процессов и обработке химических реакторов в искусственно создаваемых нестационарных условиях [3]. Периодическое изменение входных параметров позволяет повысить активность и избирательность физико-химических процессов в подобном рода реакторах, что приводит к росту производительности и улучшает качество конечного продукта [3]. При этом технологически просто могут быть решены вопросы регенерации катализаторов [4, 5], когда периодическое возбуждение (зажигание) основной и регенерационной волн горения приводит к существенному повышению срока безостановочной работы реакторов.

В связи с этим в данной работе численно исследованы закономерности твердофазного и гетерогенного зажигания [6] реагирующих веществ при периодическом нагреве в потоке газообразного окислителя. В приближении постоянства коэффициентов переноса рассмотрена одномерная модель зажигания, когда на поверхность вещества дополнительно падает радиационный тепловой поток и имеет место испарение легколетучих компонентов.

1. Постановка задачи. Рассмотрим нестационарный теплообмен и зажигание конденсированного вещества под воздействием радиационно-конвективного теплового потока, когда на поверхности протекает гетерогенная реакция окисления ν -го порядка [6] и происходит испарение (сублимация) легколетучих компонентов (жидких или твердых) по закону Герца — Кнудсена — Ленгмюра [7, 8]. Тепловые волны в твердом теле [7] создаются путем гармонического измерения параметров газового потока (температуры Θ_e и коэффициента теплоотдачи Nu):

$$(1.1) \quad P_i(\tau) = \langle P_i \rangle - P_{mi} \cos(\Omega_i \tau - \varphi_{ni}), P_1 = \Theta_e, P_2 = Nu.$$

Здесь $\langle P \rangle$, P_m , Ω , φ_n — безразмерное среднее значение параметра, амплитуда, циклическая частота и начальная фаза колебаний; $i = 1, 2$.

С учетом перечисленных факторов одномерная краевая задача о зажигании сводится к решению системы уравнений сохранения энергии и ве-

щества, которые в безразмерном виде запишутся как

$$(1.2) \quad \frac{\partial \Theta_s}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_s}{\partial \xi^2} + \Delta_s (1 - \eta_s)^n \exp \frac{\Theta_s}{1 + \beta \Theta_s};$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial \eta_s}{\partial \tau} = \gamma_s (1 - \eta_s)^n \exp \frac{\Theta_s}{1 + \beta \Theta_s}$$

с начальными и граничными условиями

$$(1.4) \quad \Theta_s |_{\tau=0} = \Theta_s |_{\xi=\infty} = \Theta_{sH}, \quad \eta_s |_{\tau=0} = 0, \quad \partial \Theta_s / \partial \xi |_{\xi=\infty} = 0;$$

$$(1.5) \quad - \frac{\partial \Theta_s}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = q_{\text{пл}} \left[1 - \left(\frac{1 + \beta \Theta_w}{1 + \beta \Theta_{\text{CT}}} \right)^4 \right] + [\Theta_e(\tau) \Theta_w] [\text{Nu}(\tau) - \Delta \text{Nu}] -$$

$$- \frac{1}{\gamma_{\text{п}}} \frac{\partial \eta_{\text{пв}}}{\partial \tau} + \frac{\Lambda_w}{(1 + \beta \Theta_w)^{\nu}} \exp \frac{b_w \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w} = Q_w(\Theta_w, \tau);$$

$$(1.6) \quad \frac{\partial \eta_{\text{пв}}}{\partial \tau} = \gamma_{\text{п}} (1 - \bar{p}_e) \frac{\Delta_{\text{п}} (1 - \eta_{\text{пв}})}{(1 + \beta \Theta_w)^{0.5}} \exp \frac{b_{\text{п}} \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w},$$

где безразмерные величины: $\xi = y/y_*$, $\tau = t/t_*$, $\Theta = (T - T_*)E/RT_*^2$ — координата, время и температура; $y_* = (\lambda_s RT_*^2)^{0.5} (\rho_s Q k_0 E)^{-0.5} \times \exp(E/2RT_*)$, $t_* = (c_{ps} \rho_s RT_*^2) (\rho_s Q k_0 E)^{-1} \exp(E/RT_*)$, $q_* = \lambda_s RT_*^2 / y_* E$ — масштабы длины, времени и теплового потока; $\Delta_s = 1$ — параметр, характеризующий интенсивность твердофазной реакции; $\Delta_w = y_* E q k_{0w} (\rho_* C_e)^{\nu} (\lambda_s RT_*^2)^{-1} \exp(-E_w/RT_*)$, $\Delta_{\text{п}} = (A_{\text{п}} r_{\text{п}})_{\text{п}} (y_* \rho_s Q k_0)^{-1} \times \times (2\pi RT_* / M_{\text{п}})^{-0.5} \exp(E - L_{\text{п}}) / RT_*$ — параметры, характеризующие интенсивность гетерогенной реакции и процесса испарения; $\text{Nu} = \alpha y_* / \lambda_s$, $q_{\text{пл}} = \sigma A_{\text{эф}} T_{\text{CT}}^4 / q_*$ — коэффициент теплоотдачи и радиационный тепловой поток; $b_{\text{п}} = L_{\text{п}} / E$, $b_w = E_w / E$ — отношения энергий активации; $\gamma = c_{ps} \rho_s RT_*^2 / (\rho Q k_0 E)$, $\beta = RT_* / E$ — параметры; $Q_w(\Theta_w, \tau)$ — суммарный тепловой поток; $\Omega = 2\pi f t_*$ — частота; $\bar{p}_e = p_e C_{\text{пв}} / p_{\text{п}} M_{\text{п}} \sum_l C_l / M_l$ — приведенное парциальное давление паров; $l = e, \text{п}$; размерные величины: y, t, T — поперечная координата, время и температура; λ, c_p, ρ — коэффициент теплопроводности, изобарная теплоемкость и плотность; E, Q, k_0, n — энергия активации, тепловой эффект, предэкспонент и порядок твердофазной реакции; E_w, q, k_{0w}, ν — энергия активации, тепловой эффект, предэкспонент и порядок гетерогенной реакции; $L_{\text{п}}, r_{\text{п}}, A_{\text{п}} \rho_{\text{оп}}, M_{\text{п}}$ — энергия активации, теплота, предэкспонент и молекулярный вес испаряющегося компонента; $\eta = (m_{\text{п}} - m) / (m_{\text{п}} - m_{\text{т}})$ — глубина превращения твердофазного компонента; m — масса; $A_{\text{эф}}$ — эффективная функция радиационных параметров; R — универсальная газовая постоянная; σ — постоянная Стефана — Больцмана; α — коэффициент теплоотдачи; f — частота колебаний; p — давление; C — массовая концентрация.

Для замыкания системы уравнений (1.2), (1.3) с граничными и начальными условиями (1.4) — (1.6) необходимо записать уравнение состояния для газо- и парообразных компонентов

$$(1.7) \quad \rho = \frac{pM}{RT}, \quad \frac{1}{M_l} = \sum_l \frac{C_l}{M_l}.$$

Влияние вдува испаряющегося компонента на коэффициент теплоотдачи учитывается по формуле

$$(1.8) \quad \Delta \text{Nu} = W_{\text{п}} \left[(1 - \eta_{\text{пв}}) \exp \frac{b_{\text{п}} \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w} \right] \frac{1 - \bar{p}_e}{(1 + \beta \Theta_w)^{0.5}},$$

где $W_{\text{п}}$ — параметр, характеризующий свойства основного и вдуваемого потоков, конфигурацию и геометрические размеры обтекаемой поверхности.

Давление насыщенных паров описывается уравнением

$$(1.9) \quad p_{\text{н}}^{\text{н}} = p_{0\text{н}} \exp(-L_{\text{н}}/RT_{*}).$$

Использование в граничном условии (1.5) постоянного коэффициента теплоотдачи при гармонически изменяющейся температуре предполагает квазистационарность процессов в газовой фазе *. Поэтому в данной работе рассматривается лишь диапазон низкочастотных колебаний параметров газового потока, когда полупериод одного колебания значительно превосходит времена тепловой и динамической релаксации процессов в пограничном слое. Так, если исследовать тепломассообмен в окрестности лобовой критической точки полусферического твердого тела [9, 10], то условием квазистационарности газовой фазы будет

$$(1.10) \quad \frac{1}{2f} \gg \frac{1}{\beta_x} = \frac{2r_w}{3u_e},$$

где β_x — газодинамический параметр [9]; r_w — радиус тела; u_e — скорость газа на внешней границе пограничного слоя.

Оценим частотный диапазон для условий эксперимента, описанного в [10]. При $\beta_x \gg 300 \text{ с}^{-1}$ частота колебаний, например температуры, должна быть $f_1 \ll 150 \text{ Гц}$. Для значений характерных времен задачи $t_* \sim \sim 1; 10^{-1}$ и 10^{-2} с диапазон изменения циклической частоты Ω_1 не должен превышать соответственно 942; 94,2 и 9,42.

При постановке задачи (1.2) — (1.9) также предполагалось, что в пограничном слое отсутствуют гомогенные химические реакции. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы числа Дамкеллера $Da_v = (\beta_x t_{vx})^{-1} \ll 1$ [8] (t_{vx} — характерное время газофазной реакции). При проведении физико-химического эксперимента [10] выполнение этого условия достигается за счет увеличения параметра β_x . Если же условие (1.10) не выполняется, а $Da_v \geq 1$, то систему (1.2), (1.3) необходимо решать совместно с уравнениями пограничного слоя [7] и граничными условиями четвертого рода, т. е. в сопряженной постановке [7].

2. Сведение задачи к системе интегральных уравнений. Поскольку нормальные режимы зажигания при радиационно-конвективном тепломассообмене характеризуются максимумом тепловыделения на поверхности, проведем приближенный анализ наблюдаемых процессов по временным зависимостям температуры Θ_w и концентрации компонентов ($\eta_{\text{п}w}$, $\eta_{\text{s}w}$) на поверхности реагирующего тела. В частности, специфической особенностью процесса зажигания является скачкообразное изменение указанных переменных во времени, что и характеризует сам факт зажигания [4, 6, 10].

Сведем систему (1.2), (1.3) с условиями однозначности (1.4) — (1.6) и уравнениями (1.7) — (1.9) с помощью преобразования Лапласа [11] к системе нелинейных интегральных уравнений. Несобственный интеграл по безразмерной координате ξ может быть вычислен асимптотическим методом [12] с наложением сильнозатухающих температурных и концентрационных колебаний по пространству [7]. Если рассматривать огибающие пространственных распределений Θ_s и η_s от ξ как верхние и нижние приближения при вычислении несобственного интеграла, то, ограничиваясь первыми членами разложений Θ_s и η_s от ξ , приходим к системе нелинейных интегральных уравнений типа Вольтерра

$$(2.1) \quad \Theta_w(\tau) = \Theta_{\text{сн}} + \int_0^{\tau} \frac{Q_w(\Theta_w, \tau')}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}} d\tau' + \int_0^{\tau} \Delta_s (1 - \eta_{\text{s}w})^n \exp \frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w} d\tau';$$

$$(2.2) \quad \eta_{\text{п}w}(\tau) = \int_0^{\tau} \frac{\Delta_{\text{п}} \gamma_{\text{п}} (1 - \eta_{\text{п}w}) (1 - \bar{p}_e)}{\sqrt{\pi(\tau - \tau') (1 + \beta \Theta_w)}} \exp \frac{h_{\text{п}} \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w} d\tau'$$

* Аналогичные допущения и оценки справедливы для постоянной температуры Θ_e при гармонически изменяющемся коэффициенте теплоотдачи Nu .

и уравнения для концентрации твердофазного компонента

$$(2.3) \quad \eta_{sw}(\tau) = \int_0^{\tau} \gamma_s (1 - \eta_{sw})^n \exp \frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w} d\tau'.$$

Для решения уравнений (2.1) — (2.3) использован алгоритм вычислений в виде квадратурных формул со средневзвешенным источником Θ_w^* и с наилучшей оценкой на класс R -функций остаточных членов [13]:

$$(2.4) \quad \Theta_n^{(k)} = \Theta_{sn} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=1}^m [Q_{w(j-1,j)}^{*(k-1)} [\sqrt{\tau_m - \tau_{j-1}} - \sqrt{\tau_m - \tau_j}]]$$

(k — номер итерации в m -й временной точке).

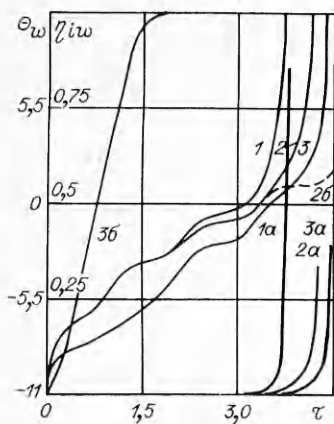
Такой алгоритм позволяет находить $\Theta_m^{(k)}$ как среднеарифметическую величину соответствующих верхних $\bar{\Theta}_m$ и нижних $\underline{\Theta}_m$ приближений [13] в каждой точке, в силу этого $\Theta_m^{(k)}$, заведомо ближе к точному значению Θ_m^* , чем любое из $\bar{\Theta}_m$ или $\underline{\Theta}_m$ [14]. За счет более рационального выбора начального приближения на каждом итерационном цикле используется более узкий интервал $\underline{\Theta}_m < \bar{\Theta}_m \leq \Theta_m^{(k)} \leq \bar{\Theta}_m < \bar{\Theta}_m$ двухсторонних приближений, что сокращает число итераций для той же точности ϵ_m . Тестовые расчеты показали хорошую сходимость итераций (2.4), при этом точность по сравнению с [14] увеличилась в 2 раза. Расхождение с аналитическим решением [7] в стадии инертного нагрева не превышает $\sim 1\%$.

3. Результаты параметрических расчетов. Для анализа влияния параметров $\langle \Pi_i \rangle$, Π_{mi} , Ω_i , φ_{ni} на характеристики теплообмена и зажигания реагирующих веществ проведена серия расчетов при следующих исходных данных: $\Theta_{sn} = -11$, $\langle \Theta_e \rangle = 15,7$, $\beta = 0,049$, $q_{пв} = 3,3$, $\langle Nu \rangle = 0,1 - 0,3$, $\gamma_s = 0,01$, $n = 1$, $\Delta_w = 0,7$, $b_w = 0,518$, $\nu = 0,33$, $\Delta_{п} = 10$, $b_{п} = 0,4$, $\gamma_{п} = 20$, $W_{п} = 30,0$, $p_e \simeq 0$.

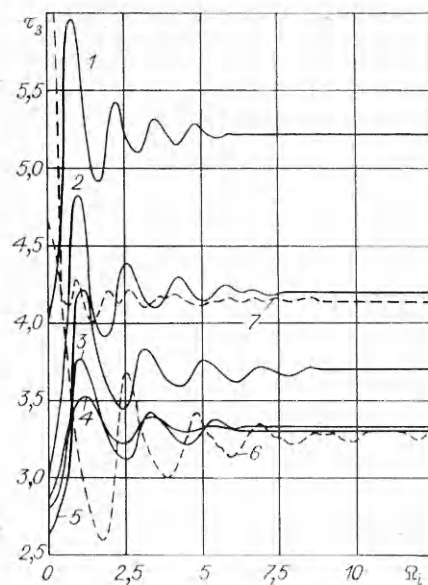
На рис. 1 приведены временные зависимости $\Theta_w(\tau)$ и $\eta_{iw}(\tau)$ для колебаний температуры газа в потоке при $\Omega_1 = 5,5$, $\Pi_{m1} = -10$ и $\varphi_{n1} = 0$. Наблюдается колебательный режим нагрева твердого тела (кривая 2), и при достижении критических условий зажигания [6, 10] температура Θ_w скачком возрастает с течением времени τ за счет тепловыделения от твердофазной экзотермической реакции. Примем за время зажигания τ_3 время достижения на участке резкого подъема $\Theta_w(\tau)$ температуры $\Theta_w \geq \langle \Theta_e \rangle$. Подключение на поверхности тела тепловыделения от гетерогенной реакции окисления не изменяет характера поведения $\Theta_w(\tau)$ и $\eta_{sw}(\tau)$ (линии 1 и 1а), однако τ_3 уменьшается. Качественное изменение $\Theta_w(\tau)$ в начальный период нагрева происходит при наличии на поверхности процесса испарения (кривые 3, 3а и 3б). Затраты тепла на испарение, продолжительность которого составляет $\tau \sim 1,6$ (линия 3б), приводят к исчезновению на кривой 3 первой волны нагрева по сравнению с 1. Это замедляет процесс нагрева в целом и увеличивает τ_3 .

Тепловыделение от твердофазной реакции, приводящее к зажиганию, начинается на «гребне» поверхностной температурной волны в области максимальных значений скорости $\partial \Theta_w / \partial \tau$. При этом максимум по тепловому потоку также реализуется на поверхности $\xi = 0$, что следует из рассмотрения пространственных распределений $\Theta_s(\xi, \tau_{п})$ при инертном нагреве (линия 2б). За время инертного прогрева $\tau_{п}$ бралось время достижения $\Theta_w = 0$. Наличие двух максимумов на кривой инертного нагрева в момент $\tau = \tau_{п}$ [6] позволяет использовать метод расщепления по физическим процессам [15] при построении приближенных аналитических решений.

На рис. 2 представлены зависимости времени зажигания τ_3 от частоты колебаний Ω_i при $\varphi_{ni} = 0$. Рассмотрим несколько практически важных случаев.



Р и с. 1



Р и с. 2

Если реагирующее тело представляет собой конденсированное вещество с одной эффективной твердофазной реакцией ($\Delta_s = 1$), а гетерогенная реакция и процесс испарения отсутствуют ($\Delta_w = 0$, $\Delta_{II} = 0$), то зависимость $\tau_3(\Omega_i)$ при $\Pi_{m1} = -10$ и $\Pi_{m2} = 0$ имеет сильно затухающий колебательный характер (кривая 2). Предельное значение частоты, когда колебания температуры во внешнем потоке не влияют на процесс зажигания, составляет $\Omega_1^* \approx 5,5-6$.

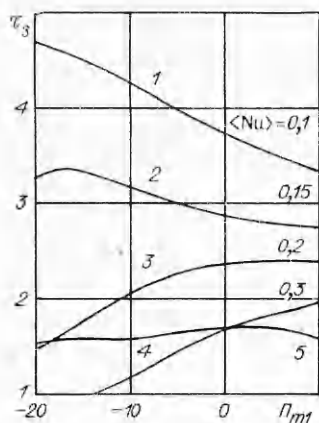
Аналогичная зависимость наблюдается и при гетерогенном зажигании чисто полимерных материалов ($\Delta_s = 0$, $\gamma_s = 0$, $\Delta_{II} = 0$, $\Delta_w = 0,7$) [10], а значение Ω_1^* (линия 1) остается таким же. Не изменяет характера зависимостей $\tau_3(\Omega_i)$ и варьирование параметров Δ_w и Π_{m1} . Так, увеличение Δ_w до 2,2, а Π_{m1} до -5 приводит лишь к уменьшению τ_3 (кривые 3 и 4).

Увеличение Ω_1^* в 1,5 раза происходит лишь в условиях совместного протекания твердофазной и гетерогенной реакций при $\Pi_{m1} = -10$ (линия 5). При этом если нагрев реагирующего тела осуществляется в потоке газа, когда по закону (1.1) изменяется не только температура, но и коэффициент теплоотдачи, то при колебаниях в одной фазе с положительными амплитудами ($\Pi_{m1} = +10$, $\Pi_{m2} = +0,07$) имеем уменьшение τ_3 с одновременным увеличением Ω_1^* до 12 (кривая 6). Если же они колеблются в противофазе ($\Pi_{m1} = -10$, $\Pi_{m2} = +0,07$), то это приводит к снижению Ω_1^* до ~ 9 . Однако зависимость $\tau_3(\Omega_i)$ имеет аперриодический характер (кривая 7).

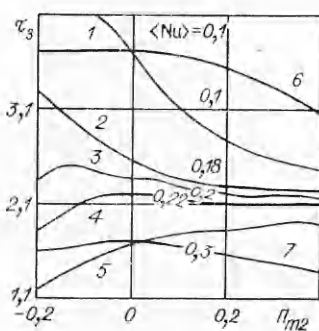
Интересно проследить за характером изменения $\tau_3(\Pi_{mi})$ при $\varphi_{hi} = 0$, $\Omega_i = 1,1; 1,4; 5,5; 9,0$ и $\langle Nu \rangle = 0,1-0,3$. Значения Ω_i взяты из соответствующих зависимостей $\tau_3(\Omega_i)$ в минимаксных точках: $\Omega_2 = 1,4$ при $\Pi_{m1} = 0$, $\Pi_{m2} = 0,07$; $\Omega_1 = 1,1$ при $\Pi_{m1} = -10$, $\Pi_{m2} = 0$ (рис. 2), а частоты $\Omega_i = 5,5$ и 9 взяты как предельные с кривых 1-4 и 5.

Если зафиксировать зависимость $\tau_3(\Pi_{m1})$, представленную на рис. 3 как фрагмент волны при изменении амплитуды температуры $\Pi_{m1} \in [-20... +10]$, то с увеличением коэффициента теплоотдачи $\langle Nu \rangle$ от 0,1 до 0,3 он меняет свою ориентацию на противоположную (линии 1-4). При $\Omega_i \geq \Omega_i^* \approx 9$ влияние Π_{m1} на τ_3 незначительно (кривая 5).

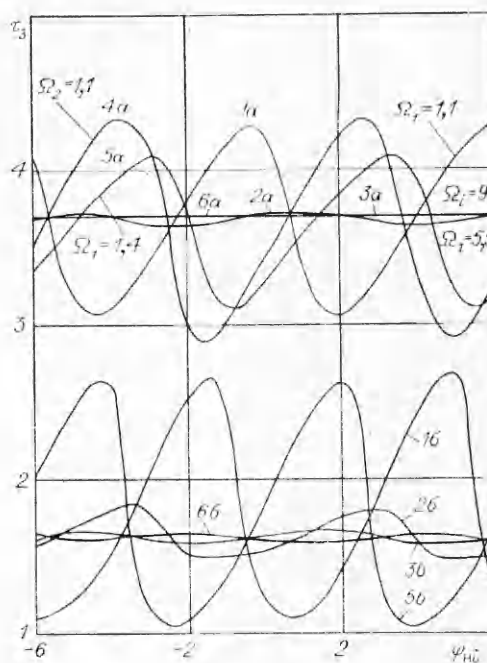
Аналогичный характер имеют зависимости τ_3 от амплитуды колебаний коэффициента теплоотдачи Π_{m2} , приведенные на рис. 4. Здесь диапазон изменения $\Pi_{m2} \in [-0,2; 0,4]$, а $\langle Nu \rangle \in [0,1; 0,3]$. При $\Omega_2 = 1,4$ с увеличением $\langle Nu \rangle$ «гребень» волны смещается вниз — вправо и при



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

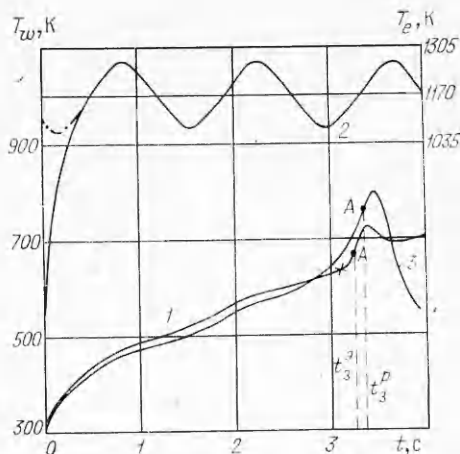
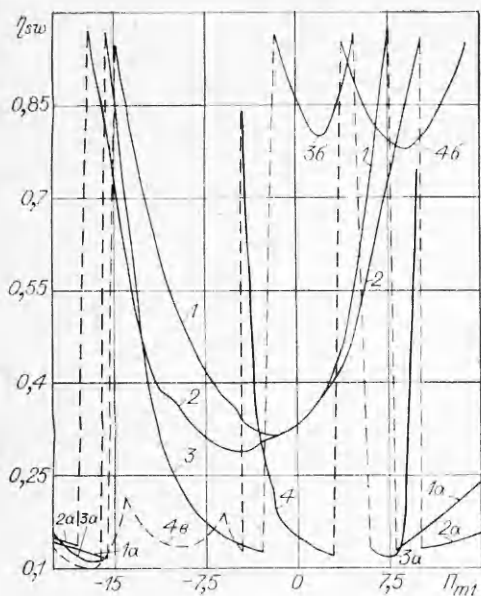
$\langle Nu \rangle = 0,3$ зависимость $\tau_3(\Pi_{m2})$ меняет свое положение на противоположное (кривые 1—5). При $\Omega_i \geq 9$ τ_3 уменьшается лишь для положительных Π_{m2} (кривая 6), однако с ростом $\langle Nu \rangle$ зависимость $\tau_3(\Pi_{m2})$ становится нелинейной во всем диапазоне Π_{m2} (кривая 7).

Рассмотрим влияние начальной фазы колебаний φ_{ni} на τ_3 , значения Ω_i возьмем в минимаксных точках $\Omega_1 = 1,1$, $\Omega_2 = 1,4$, а $\Omega_i^* = 5,5$ и 9. Результаты расчетов приведены на рис. 5 для $\langle Nu \rangle = 0,1$ и 0,3 (верхняя и нижняя серия кривых соответственно).

Как и следовало ожидать, зависимости $\tau_3(\varphi_{ni})$ имеют ярко выраженный периодический характер, причем с увеличением Ω_i амплитуда колебаний τ_3 уменьшается и при $\Omega_i \geq 9$ практически равна нулю. Это наблюдается как при периодическом изменении температуры газа с $\Pi_{m1} = -10$ (кривые 1а — 3а), так и при изменении коэффициента теплоотдачи с $\Pi_{m2} = 0,07$ (кривые 4а — 6а). С увеличением $\langle Nu \rangle$ характер зависимостей $\tau_3(\Pi_{m1}, \Pi_{m2})$ не изменяется для колебаний температуры (линии 1б — 3б) и для коэффициента теплоотдачи (линии 5б — 6б).

В заключение рассмотрим зависимость глубины превращения твердофазной реакции η_{s3} , определенную в момент зажигания τ_3 , от амплитуды колебаний температуры Π_{m1} для различных значений $\langle Nu \rangle$ и Ω_i при $\varphi_{ni} = 0$. Рис. 6 иллюстрирует характер поведения $\eta_{s3}(\Pi_{m1})$ для $\langle Nu \rangle = 0,1$ и $\Omega_1^* = 5,5$. В диапазоне $\Pi_{m1} \in [-15; +10]$ зависимость $\eta_{s3}(\Pi_{m1})$ имеет вид параболы (линии 1, 2), ветви которой лежат в области больших значений η_{s3} , т. е. имеем вырожденные режимы зажигания [14, 16]. С дальнейшим увеличением $|\Pi_{m1}|$ выгорание твердофазного компонента η_{s3} скачкообразно уменьшается до минимального (кривые 1а, 2а) и режимы зажигания становятся нормальными [14].

При предельных значениях $\Omega_i^* = 9$ (см. рис. 2, линия 5) характер зависимости $\eta_{s3}(\Pi_{m1})$ не изменяется, однако для $\langle Nu \rangle = 0,3$ область минимума кривой 3 скачкообразно перемещается вверх (линия 3б). Правая ветвь как бы вырождается и при $\Pi_{m1} > 10$ значения η_{s3} имеют нерегулярный характер в виде сильно размытого «шумового» спектра. Аналогичный характер имеет зависимость $\eta_{s3}(\Pi_{m1})$ при $\Omega_1 = 1,1$ и $\langle Nu \rangle = 0,2$, соответ-



Р и с. 6

Р и с. 7

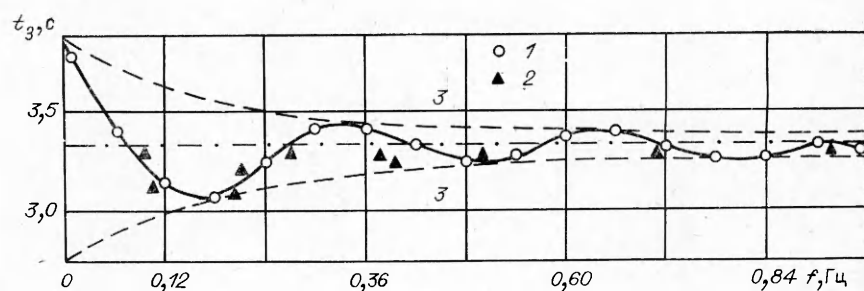
ствующим кривой 3 на рис. 3. В этом случае зависимость $\eta_{s3}(\Pi_{m1})$ смещается вправо (кривая 4 на рис. 6), а «шумовой» спектр значений η_{s3} наблюдается при $\Pi_{m1} < -5$. На рис. 6 нижняя огибающая «шумового» спектра обозначена линией 4a. Область вырожденных режимов зажигания в виде усеченной параболы 4b лежит в диапазоне $4 < \Pi_{m1} < 19$.

Полученные результаты могут быть использованы для качественного анализа условий зажигания при возбуждении основной и регенерационной волн горения в химических реакторах периодического действия, а также при оценке применимости тепловой теории зажигания [6, 10, 16].

4. Сравнение с экспериментом. В качестве примера, иллюстрирующего возможности предложенной методики расчета, рассмотрим гетерогенное зажигание полиметилметакрилата (ПММА) в потоке нагретого воздуха [10, 17]. Этот полимер хорошо изучен, и для него имеется полная информация по теплофизическим [18] и кинетическим параметрам для гетерогенной [10, 17] и твердофазной [18] реакций. По результатам численного счета и сравнения с экспериментом [18] k_0 скорректирована и равна $2,34 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Значения остальных параметров: $E_w = 57 \text{ кДж/моль}$, $q = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $\nu = 0,33$, $k_{0,w} = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)} \cdot \text{кг/м}^3$, $E = 110 \text{ кДж/моль}$, $Q = -1,592 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $n = 1$, $\lambda_s = 0,176 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $c_{ps} = 1,605 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\rho_s = 1200 \text{ кг/м}^3$.

Эксперименты проводились на установке [10, 17], при этом гармоническое изменение параметров газового потока по закону (1.1) создавалось за счет возвратно-поступательного движения исследуемого образца вдоль оси кварцевой трубы с электроподогревом. Поскольку температура газа и коэффициент теплоотдачи колеблются в одной фазе, то можно также считать, что соответствующий режим нагрева образца осуществляется за счет результирующего действия лишь одного параметра, например температуры газа T_g .

На рис. 7 изображена периодически изменяющаяся $T_g(t)$ (кривая 2), измеренная термопарой хромель-алюмель. Штрихпунктиром обозначена экстраполяция кривой $T_g(t)$ к началу времени. Здесь же приведена синхронная запись температуры поверхности $T_w(t)$ в лобовой критической точке полусферического образца из ПММА [10, 17] диаметром 10^{-3} м (кривая 1). Значения остальных параметров представленного эксперимента: $\langle \beta_x \rangle = 345 \text{ с}^{-1}$, $C_e = 0,23$, $f = 0,714 \text{ Гц}$, $\varphi_{ni} = -0,67$, $p_e = 10^5 \text{ Н/м}^2$, $A_{эф} = 0,21$, $T_{ст} = 1300 \text{ К}$, $M_e = 29 \text{ кг/(к моль)}$, $\rho_e = 0,3 \text{ кг/м}^3$, $c_{pe} = 1,17 \text{ кДж/кг}$, $\beta_{xm} = 21,4 \text{ с}^{-1}$, $\mu_e \rho_e = 13,83 \cdot 10^{-6} \text{ кг}^2/(\text{м}^4 \cdot \text{с)}$.



Р и с. 8

Поскольку поведение кривых $T_w(t)$ на рис. 7 в момент зажигания отличается от соответствующих кривых на рис. 1, то в качестве критерия зажигания взята точка перегиба A . Численные расчеты показывают, что расхождение t_3 , определенного по данному критерию и критерию $\Theta_w \geq \langle \Theta_e \rangle$, не превышает 1—3%. Характерная температура T_* выбрана в точке окончания инертного прогрева [17] и равна 640 К (на кривой 1 обозначена крестиком).

Расчеты показали (кривая 3), что в стадии инертного прогрева расхождение с экспериментом не превышает $\sim 1\%$ и увеличивается до 25% в период протекания химических реакций. При этом расхождение между экспериментальным $t_3^{\text{э}}$ и расчетным $t_3^{\text{р}}$ временами зажигания не хуже 2—3%.

На рис. 8 приведены расчетная и экспериментальная (точки 1 и 2) зависимости времени зажигания t_3 от частоты колебаний f . Качественное согласование теории с экспериментом, а также с результатами параметрических расчетов на рис. 2 не вызывает сомнений. Количественное согласование удовлетворительное, причем экспериментальные точки находятся в области между огибающими 3, а многие из них ложатся на кривую.

С помощью предложенной методики можно численно проанализировать колебательные режимы тепломассопереноса в зерне катализатора [19, 20], однако отсутствие надежных экспериментальных данных и набора кинетических параметров протекающих реакций не позволяет пока этого сделать.

Таким образом, численно и экспериментально установлено существенное влияние амплитудно-фазовых характеристик низкочастотных колебаний на закономерности зажигания реагирующих веществ при периодическом нагреве.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Л. П. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Яеников Г. П., Куминов Ф. А. О спектрах тепловых флуктуаций в псевдооживленном слое // ИФЖ.— 1984.— Т. 47, № 1.
3. Валко П., Матрос Ю. Ш. Эффективность гетерогенного каталитического реактора при периодическом изменении температуры исходной смеси // ДАН СССР.— 1977.— Т. 237, № 1.
4. Исаков Г. Н., Нутерман Б. М. О воспламенении продуктов коксообразования при регенерации неподвижного слоя катализатора // Физика горения и методы ее исследования.— Чебоксары: Изд-во ЧГУ, 1980.
5. Панченков Г. М., Лазьян Ю. И., Жоров Ю. М. Кинетика регенерации неподвижного слоя шарикового катализатора // Математическое описание и оптимизация процессов переработки нефти и нефтехимии.— Л.: Химия, 1967.
6. Исаков Г. Н. К вопросу о зажигании k -веществ в потоке нагретого газообразного окислителя // Физика горения и методы ее исследования.— Чебоксары: Изд-во ЧГУ, 1978.
7. Лыков А. В. Тепломассообмен: Справочник.— 2-е изд., перераб. и доп.— М.: Энергия, 1978.
8. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976.
9. Тирский Г. А. Определение тепловых потоков в окрестности критической точки двойной кривизны при обтекании тела диссоциирующим газом произвольного химического состава // ПМТФ.— 1965.— № 1.

10. Гришин А. М., Исаков Г. Н. О режимах гетерогенного воспламенения ПММА в потоке газообразного окислителя // ФГВ.— 1976.— № 3.
11. Деч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа.— М.: Наука, 1965.
12. Найфэ А. Х. Методы возмущений.— М.: Мир, 1976.
13. Мамедов Я. Д., Аширов С. А. Нелинейные уравнения Вольтерра.— Ашхабад: Ылым, 1977.
14. Алексеев Б. В., Гришин А. М. Физическая газодинамика реагирующих сред.— М.: Выш. шк., 1985.
15. Ковеня В. М., Яненко И. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики.— Новосибирск: Наука, 1981.
16. Вилонов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
17. Исаков Г. Н. К вопросу о гетерогенном зажигании полупрозрачных материалов при радиационно-конвективном теплообмене // ФГВ.— 1979.— № 5.
18. Несмелов В. В., Исаков Г. Н. Исследование термодеструкции полимеров при нестационарном нагреве в потоке высокотемпературного газа // ИФЖ.— 1986.— Т. 50, № 3.
19. Дробышев В. И., Кириллов В. А. Математическая модель для описания тепло-массопереноса внутри пористого зерна при наличии фазовых переходов // ПМТФ.— 1985.— № 1.
20. Кузин Н. А., Стегасов А. Н. Низкочастотные колебания температуры зерна катализатора в экзотермических реакциях с фазовым переходом жидкость — газ // Хим. физика.— 1986.— Т. 5, № 12.

Поступила 29/1 1987 г.

УДК 539.4.019

О ВОЗМОЖНЫХ ПРИЧИНАХ ХРУПКИХ РАЗРУШЕНИЙ

А. Г. Иванов
(Москва)

Процесс конструирования сосудов высокого давления, защитных оболочек химических и ядерных реакторов, корпусов судов, танкеров, а также других крупнобаритных объектов в качестве одного из этапов включает этап выбора материала.

До сих пор проблема хрупкого разрушения решается «...принятием традиционных эмпирических мер...» [1], «...методом проб и ошибок...» [2]. Выбор материала включает испытание образцов натурной толщины с использованием методов механики хрупкого разрушения (МР) и переходной температуры [3, 4]. Принимается, что, если образцы (включая и сварные) не разрушаются хрупко, не следует ожидать хрупкого разрушения и натурного объекта. Такой способ исключения хрупких разрушений представляется наиболее надежным из-за отсутствия единого критерия хрупкого разрушения в МР [1] и, как правило, невозможности прямых испытаний натурных объектов вплоть до их разрушения. Ввиду бесспорных успехов МР число хрупких разрушений объектов, рассчитанных в соответствии с существующими нормами прочности, хотя и резко сократилось, по полностью они не исключены. В настоящее время появились данные, ставящие под сомнение надежность способа ухода от хрупких разрушений испытанием образцов материала натурной толщины. Суть сомнений сводится к двум вопросам. 1. Насколько представителен и обоснован перенос результатов испытаний стандартных образцов натурной толщины несущего металла на реальные конструкции? 2. В какой мере найденные в экспериментах на образцах методами МР критические значения коэффициентов интенсивности напряжения при плоской деформации K_{Ic} и удельные энергии отрыва материала на единицу поверхности 2γ отвечают их значениям при автомоделном стационарном режиме хрупкого отрыва материала?*

Ответ на первый вопрос тесно связан с возможностью проявления геометрических масштабных эффектов (МЭ) энергетической природы при разрушении [7, 8] независимо от того, подобны ли помимо размеров объектов и их дефекты, как того требует МР [9, 10], и состоит в отыскании необходимых условий, при которых возможно (или невозможно) хрупкое разрушение.

В [11] методами МР с использованием Г-интегралов при некоторых упрощающих предположениях и решении дополнительной задачи найдены необходимые условия неразрушения трубопроводов. Анализ этого решения, проведенный в [12], показал, что основной смысл найденного в [11] решения заключается в существовании МЭ энергетической природы, непосредственно следующего из интегрального энергетического подхода к объекту в целом или его характерной части [7, 8], и что вклад инерционных и температурных членов в найденное решение пренебрежимо мал.

* Именно при таком режиме разрушения строго выполняются условия плоской деформации, значение 2γ достигает своего минимума и не зависит от толщины образца [5, 6].