

Характерное время воспламенения агломерата, находящегося на поверхности горения, приближенно можно оценить по формуле

$$t_{\text{в}} = \eta_s^2 / kC_0^n \cdot \exp(E/R_0 T_g),$$

тогда из (2) находим

$$\delta_{\text{в}} = \delta_s \left(1 + \frac{6\beta_p \omega S \eta_s^2}{\pi k C_0^n \delta_s^3} \exp(E/R_0 T_g) \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Характерные значения $\delta_{\text{в}}$, полученные с помощью (4), удовлетворительно согласуются с численными результатами при вариации δ_s и T_g в диапазоне $T_g = 1450 \div 1600$ К (см. точки на рис. 3).

В заключение следует сказать, что если температуру газа около агломерата можно каким-либо способом определить из эксперимента или численно путем решения задачи о горении в газовой фазе вблизи поверхности горения, то средний размер агломерата для данного состава получается из решения системы (3) или оценивается по соотношению (4).

Авторы выражают признательность В. М. Фомину за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972.
2. В. Г. Григорьев, В. Е. Зарко, К. П. Куценогий. ФГВ, 1981, 17, 3, 3.
3. J. K. Sambamurthi, E. W. Price, P. K. Sigman. AIAA J., 1984, 22, 8, 1132.
4. В. А. Бабук, В. П. Белов, В. В. Ходосоев и др. ФГВ, 1985, 21, 3, 20.
5. A. Gany, L. Caveny. Abstract of paper offered to the 17-th International symposium on combustion University of Leeds, England, 1978.
6. N. S. Cohen. AIAA J., 1983, 21, 5, 720.
7. R. L. Click. AIAA J., 1976, 14, 11, 1631.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
9. Д. И. Полищук, В. Г. Шевчук, В. Л. Великанова и др. ФГВ, 1978, 14, 2, 53.

Поступила в редакцию 6/III 1986

МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ПРОЦЕССЕ ХОЛОДНОПЛАМЕННОГО ГОРЕНИЯ СМЕСИ *n*-ГЕПТАН — ИЗООКТАН В РЕАКТОРЕ ИДЕАЛЬНОГО СМЕШЕНИЯ

В. И. Быков, Т. П. Пушкарева, Я. Ю. Степанский
(Красноярск)

В [1] приведены экспериментальные данные о колебательных режимах холодногопламенного окисления модельной смеси *n*-гептан — изооктан в сферическом реакторе идеального смешения. Как показали опыты, характеристики колебаний хорошо коррелируют с составом реакционной смеси и могут служить наряду с другими методиками для определения качества реальных топлив — октанового числа. Цель работы — построение и анализ математической модели, качественно описывающей процесс холодногопламенного горения, протекающего в автоколебательном режиме. Изучены зависимости характеристик этих автоколебаний (периода и амплитуды) от различных параметров, аналогичные полученным в эксперименте [1—3]. Результаты этой работы анонсированы в [4].

Была выбрана следующая схема протекания процесса:



где A_1 и A_2 — изооктан и n -гептан соответственно. Схеме (1) отвечает математическая модель (в предположении справедливости модели реактора идеального смешения)

$$\begin{aligned} V \frac{dX_1}{dt} &= -Vk_1(T)X_1 + q(X_1^0 - X_1), \\ V \frac{dX_2}{dt} &= -Vk_2(T)X_2 + q(X_2^0 - X_2), \\ Vc_p\rho \frac{dT}{dt} &= (-\Delta H_1)Vk_1(T)X_1 + \\ &+ (-\Delta H_2)Vk_2(T)X_2 + q\rho c_p(T_0 - T) - hS(T - T_x). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $k_i(T) = k_i^0 \exp(-E_i/RT)$, $i = 1, 2$ — константы скоростей реакций; k_i^0 — предэкспоненциальный множитель; E_i — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; X_1, X_2 — текущие мольные концентрации изооктана и n -гептана; X_1^0, X_2^0 — концентрации изооктана и n -гептана на входе в реактор; T_0, T, T_x — температуры входная, текущая реакционной смеси, холодильника (термостата реактора); V — объем реактора идеального смешения; q, ρ, c_p — объемный расход, плотность, теплоемкость реакционной смеси; $-\Delta H_i$ — теплота реакции; h, S — коэффициент и площадь теплопередачи.

После введения безразмерных параметров $Da_i = V/q \cdot k_i(T_0)$, $\gamma_i = E_i/RT_0$, $\beta_i = (-\Delta H_i)X_i^0/\rho c_p T_0$, $x_3^* = T_x/T_0$, $s = hS/q\rho c_p$ система (2) может быть переписана в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{d\tau} &= Da_1 \exp[\gamma_1(1 - 1/x_3)](1 - x_1) - x_1, \\ \frac{dx_2}{d\tau} &= Da_2 \exp[\gamma_2(1 - 1/x_3)](1 - x_2) - x_2, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{dx_3}{d\tau} = \beta_1 F_1(x_3)(1 - x_1) + \beta_2 F_2(x_3)(1 - x_2) + 1 - x_3 - s(x_3 - x_3^*),$$

где $x_i = (x_i^0 - x_i)/x_i^0$, $i = 1, 2$ — степени превращения соответственно A_1 и A_2 ; $x_3 = T/T_0$, $\tau = qt/V$ — безразмерные температура и время;

$$F_i(x_3) = Da_i \exp[\gamma_i(1 - 1/x_3)], \quad i = 1, 2. \quad (4)$$

Правые части системы (3) в дальнейшем будем обозначать как функции $f_i(x_1, x_2, x_3)$, т. е. с учетом (4)

$$f_i = F_i(x_3)(1 - x_i) - x_i, \quad (5)$$

$$f_3 = \sum_{i=1}^2 \beta_i F_i(x_3)(1 - x_i) + 1 - x_3 - s(x_3 - x_3^*).$$

Предполагая, что начальные и входные условия для реактора совпадают, т. е.

$$X_i^0 = X_i(0), \quad q\rho c_p(T_0 - T(0)) = hS(T(0) - T_x), \quad (6)$$

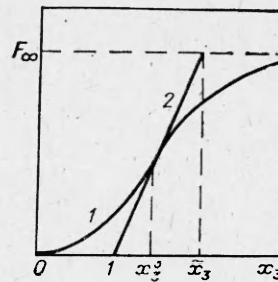
начальные условия для (3) запишем в виде

$$x_1(0) = x_2(0) = 0, \quad x_3(0) = (1 + sx_3^*)/(1 + s). \quad (7)$$

В случае $T_x = T_0$ (что соответствует методике проведения эксперимента [1]), $x_3(0) = 1$, $x_3^* = 1$ и выражение для f_3 в (5) запишется более просто

$$f_3 = \sum_{i=1}^2 \beta_i F_i(x_3)(1 - x_i) + (1 + s)(1 - x_3).$$

Рис. 1. Схема графического определения стационарных состояний системы (3).
1, 2 — кривые тепловыделения и теплоотвода.



Математическая модель (3) представляет собой систему трех обыкновенных дифференциальных уравнений. Имеется большое количество работ, где анализируются динамические свойства реактора идеального смешения, в котором протекает одна реакция (см., например, [5, 6], а также обзоры [7, 8]). При исследовании таких динамических моделей на плоскости (система двух уравнений) удается дать достаточно полную картину всего многообразия топологически различных фазовых портретов системы. При анализе сложных реакций, когда уравнений три и более, исчерпывающий качественный анализ затруднителен. Схемы сложных реакций, приводящие к трем уравнениям, рассматривались, например в [9—11], однако нам не известны работы, где бы исследовалась схема типа (1). Целью данной работы будет нахождение области параметров модели (3), (7), где существуют автоколебания, и численное исследование влияния на характеристики этих колебаний (периода и амплитуды) различных факторов (состава, температуры реакционной смеси и др.) Так же как и в [4], будем искать стационарные состояния и анализировать их тип устойчивости.

Стационарные состояния x_i^s ($i = 1, 2, 3$) определяются из системы

$$f_i(x_1^s, x_2^s, x_3^s) = 0. \quad (8)$$

Из двух первых уравнений (8) легко получить

$$x_i^s = \frac{F_i(x_3^s)}{1 + F_i(x_3^s)}, \quad i = 1, 2.$$

Для определения x_3^s уравнение $f_3 = 0$ удобно представить в виде

$$F(x_3) = P(x_3), \quad (9)$$

где $F(x_3)$ имеет смысл функции тепловыделения, а $P(x_3)$ — теплоотвода:

$$F(x_3) = \frac{\beta_1 F_1(x_3)}{1 + F_1(x_3)} + \frac{\beta_2 F_2(x_3)}{1 + F_2(x_3)}, \quad (10)$$

$$P(x_3) = (1 + s)(x_3 - 1).$$

Схема графического решения (3) дана на рис. 1. При изменении x_3 в интервале $0, \infty$ значения функции $F(x_3)$ в силу ее монотонности ($F'(x_3) \geq 0$) при $x_3 \in (0, \infty)$ принадлежат интервалу $0, F_\infty$ где, согласно (10),

$$F_\infty = F(\infty) = \frac{\beta_1 F_1(\infty)}{1 + F_1(\infty)} + \frac{\beta_2 F_2(\infty)}{1 + F_2(\infty)},$$

$$F_i(\infty) = Da_i \exp(\gamma_i), \quad i = 1, 2.$$

При поиске стационарных состояний достаточно рассматривать изменение x_3 в интервале $1, \tilde{x}_3$ ($\tilde{x}_3 = 1 + F_\infty / (1 + s)$). На рис. 1 представлен случай единственного решения уравнения (9). Необходимое и достаточное условие единственности стационарного состояния здесь имеет вид

$$P' = 1 + s > F'(x_3^s), \quad (11)$$

т. е. так же, как и в классической диаграмме Семенова [12], если в стационарном состоянии скорость теплоотвода больше скорости тепловыделения, то это гарантирует единственность стационарного состояния. Однако вопрос об его устойчивости в рассматриваемом случае остается пока открытым.

Легко показать, что область Ω , задаваемая неравенствами

$$0 \leq x_1 \leq 1, \quad 0 \leq x_2 \leq 1, \quad 1 \leq x_3 \leq x_3^\infty$$

($x_3^\infty = \beta_1 F_1(\infty) + \beta_2 F_2(\infty) + 1 + s)/(1 + s)$), является ω -инвариантным множеством системы (3) (при $x_3^* = 1$), т. е. если начальные условия $(x_1(0), x_2(0), x_3(0)) \in \Omega$, то и для всех $\tau \geq 0$ решения $(x_1(\tau), x_2(\tau), x_3(\tau)) \in \Omega$. Это гарантирует существование, по крайней мере, одного стационарного состояния. Чтобы получить автоколебания, ищем случай единственного и неустойчивого стационарного состояния.

В соответствии с общеизвестной процедурой тип устойчивости x_1^s, x_2^s, x_3^s определяется корнями характеристического уравнения

$$\lambda^3 + \sigma\lambda^2 + \delta\lambda + \Delta = 0, \quad (12)$$

а коэффициенты σ, δ, Δ — через элементы матрицы Якоби системы (3) в стационарном состоянии. В данном случае

$$\sigma = -(a_{11} + a_{22} + a_{33}), \quad (13)$$

$$\delta = \begin{vmatrix} a_{11} & 0 \\ 0 & a_{22} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} a_{11} & a_{13} \\ a_{31} & a_{33} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} a_{22} & a_{23} \\ a_{32} & a_{33} \end{vmatrix}, \quad (14)$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} a_{11} & 0 & a_{13} \\ 0 & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} a_{11} &= -(1 + F_1(x_3^s)), & a_{13} &= \gamma_1(1 - x_1^s)F_1(x_3^s)/(x_3^s)^2, \\ a_{23} &= \gamma_2(1 - x_2^s)F_2(x_3^s)/(x_3^s)^2, & a_{22} &= -[1 + F_2(x_3^s)], \\ a_{31} &= -\beta_1 F_1(x_3^s), & a_{32} &= -\beta_2 F_2(x_3^s), \\ a_{33} &= \beta_1 a_{13} + \beta_2 a_{23} - 1 - s. \end{aligned}$$

Легко показать, что

$$\Delta = (a_{11} + a_{22})[1 + s - F'(x_3^s)],$$

т. е., если выполнено неравенство (11), $\Delta > 0$. Рассмотрим условия, при которых стационарное состояние неустойчиво. Воспользуемся известным критерием Рауса — Гурвица. Число корней характеристического уравнения (12) с положительной действительной частью равно числу перемен знака в последовательности (в предположении $R_i \neq 0$):

$$R_0, R_1, R_2/R_1, R_3/R_2$$

($R_0 = 1, R_1 = \sigma, R_2 = \sigma\delta - \Delta, R_3 = \Delta R_2$). Значит, стационарное состояние будет неустойчивым, если в последовательности

$$1, \sigma, (\sigma\delta - \Delta)/\sigma, \Delta, \quad (16)$$

где σ, δ, Δ вычислены согласно (13) — (15), в этом стационарном состоянии (x_1^s, x_2^s, x_3^s) будет хотя бы одна переменна знака.

Исследуем случай единственного стационарного состояния, т. е. когда выполнено (11) и тем самым $\Delta > 0$. Тогда последовательность знаков в (16) определяется следующим образом:

$$+, \text{sign } \sigma, \text{sign } (\delta - \Delta/\sigma), +. \quad (17)$$

Значит, в последовательности (17) либо нет перемен знака, либо их две, т. е. единственная стационарная точка — устойчивый узел либо седло (неустойчивая точка), причем седло с двумя выходящими и одной входящей сепаратрисой. Для поиска автоколебаний последний случай наиболее интересен. Если параметры системы (3) таковы, что стационарное состояние единственно и неустойчиво, то в области Ω есть автоколебания. Расчеты показали, что решение (3) стремится к некоторому предельному циклу в трехмерном фазовом пространстве (x_1, x_2, x_3) . Ясно, что автоко-

лебания могут быть и не только при неустойчивости единственного стационарного состояния. Как указано выше, система уже двух уравнений, аналогичная (3), демонстрирует большое разнообразие возможных режимов автоколебаний [5, 6]. Эта система является лишь частным случаем описываемой здесь при $k_1 = 0$ или $k_2 = 0$ либо при $k_1 = k_2$. В общем случае, тем более от нашей системы, следует ожидать сложного динамического поведения. Однако опыт численных расчетов и качественного анализа этих систем приводит к выводу, что в достаточно широкой области параметров автоколебания реализуются лишь при единственном и неустойчивом стационарном состоянии. Другие случаи существования автоколебаний характеризуются довольно узкими областями в пространстве параметров.

При задании параметров модели (2) наибольшую трудность представляет получение надежных оценок параметров констант скоростей грунто-реакций (1). Трудность состоит в том, чтобы, исходя из физико-химических соображений, представить сложную реакцию окисления индивидуальных углеводородов всего лишь одним этапом, кинетический закон которого соответствует закону действия масс, и дать оценку параметров такого этапа. Как известно [13], в механизме окисления индивидуальных углеводородов должны присутствовать этапы зарождения цепи. Лимитирующими же для различных углеводородов и в различных областях параметров могут быть разные этапы. Из предварительного анализа оценок параметров, имеющихся в литературе [14], можно принять $k_1^0 = 2,4 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $k_2^0 = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $E_1 = 214 \text{ кДж/моль}$, $E_2 = 189 \text{ кДж/моль}$.

Для анализа влияния состава реакционной смеси на характеристики автоколебаний удобно ввести два безразмерных параметра

$$a_i = X_i^0 / (X_1^0 + \bar{X}_2^0 + X_0^0), \quad i = 1, 2, \quad (18)$$

соответствующих различным соотношениям изооктан/*n*-гептан в топливно-воздушной смеси. Здесь \bar{X}_2^0 — концентрация воздуха в реакционной смеси. Тогда в безразмерные параметры β_i , величины a_i войдут следующим образом:

$$\beta_i = \frac{(-\Delta H_i)}{\rho c_p T_0} a_i (X_1^0 + \bar{X}_2^0 + X_0^0).$$

В соответствии с (18) октановое число $ОЧ = 100a_1 / (a_1 + a_2)$.

В реальном эксперименте параметры модели (2) принимали следующие значения $X_1^0 = \frac{3,136 \cdot 10^{-7} 100}{22,4}$ моль/см³, $X_2^0 = \frac{3,136 \cdot 10^{-7} 100}{22,4}$ моль/см³, $V = 256 \text{ см}^3$, $q = 2,5 \text{ см}^3/\text{с}$, $\rho = 3 \cdot 10^{-5} \text{ моль/см}^3$, $c_p = 166,2 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$, $-\Delta H_1 = 5544 \text{ кДж/моль}$, $-\Delta H_2 = 4872 \text{ кДж/моль}$, $h = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ кДж/моль}$, $S = 191 \text{ см}^2$, $T_0 = T_x = 582 \div 594 \text{ К}$. Численные расчеты показали, что при $Da_1 = 0,27108$, $Da_2 = 0,44146$, $\beta_1 = 0,25705$, $\beta_2 = 0,15778$, $\gamma_1 = 43,65$, $\gamma_2 = 38,51$, $s = 4,49$, $a_1 + a_2 = 0,171$, вычисленных согласно приведенным выше данным и отвечающих реальным условиям эксперимента ($T_0 = T_x = 588 \text{ К}$, $a_1 = 0,111$, $a_2 = 0,06$), выполняются достаточные в данном случае условия существования автоколебаний — стационарное состояние единственно и неустойчиво.

Характерное изменение безразмерной температуры x_3 и степеней превращения x_1 , x_2 в автоколебательном режиме представлено на рис. 2. Здесь участки относительно медленного изменения низких температур чередуются с узкими температурными всплесками (рис. 2, в). Это отвечает экспериментально наблюдаемому характеру колебаний температуры горения [1]. Аналогичный характер носит и изменение степеней превращения *n*-гептана и изооктана (см. рис. 2, а, б). Температурные максимумы естественным образом соответствуют почти полным степеням превращения.

Наглядное представление о характере автоколебаний дают фазовые диаграммы системы. В данном случае проекции фазового пространства

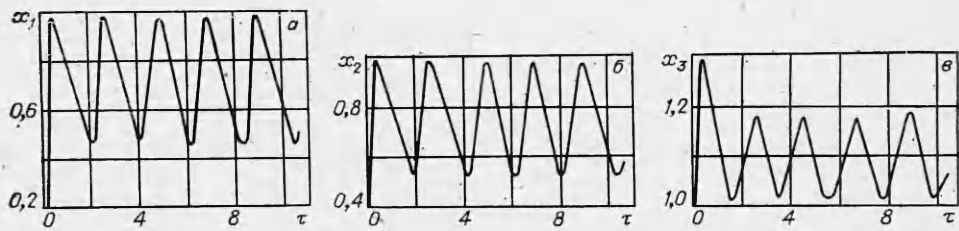


Рис. 2. Автоколебания степеней превращения *n*-гептана (а), изооктана (б) и безразмерной температуры (в); $T_0 = T_x = 590$ К, $a_1 = 0,111$, $a_2 = 0,06$.

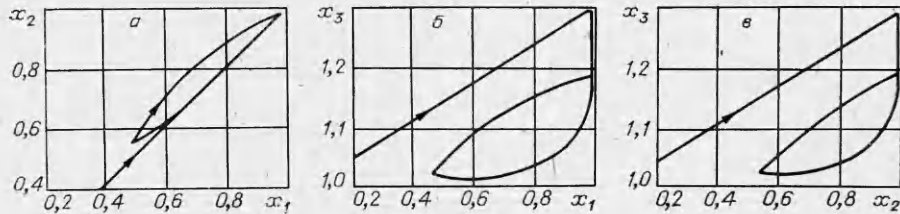


Рис. 3. Фазовые диаграммы системы (3).

(x_1, x_2, x_3) на плоскостях (x_1, x_2) , (x_1, x_3) и (x_2, x_3) приведены на рис. 3. Результаты варьирования параметра a_1 , характеризующего содержание изооктана в топливе, даны на рис. 4. Как амплитуда, так и период колебаний падают с уменьшением доли изооктана (растут с ростом ОЧ). Аналогичные зависимости имеют место и при варьировании входной температуры $T_0 = T_x$ (см. рис. 4) — колебания существуют в определенном интервале T_0 , они возникают и исчезают скачком, их амплитуда и период падают с ростом T_0 , что также хорошо соотносится с наблюдаемыми характеристиками в реальном эксперименте [1].

На рис. 5 более детально по сравнению с рис. 2 показан начальный участок выхода системы (3) на автоколебательный режим при разных T_0 . Аналогичные зависимости могут быть построены и при варьировании состава смеси. Время достижения первого температурного максимума τ_{\max} существенно зависит от условий проведения процесса — от входной температуры и состава реакционной смеси. Величина τ_{\max} по аналогии со временем индукции $\tau_{\text{и}}$ (время увеличения x_3 от 1 до некоторой величины, например 1,05) может быть названа временем зажигания. Зависимости τ_{\max} от параметров процесса представлены на рис. 6. По переходным кривым аналогично могут быть построены графики функций $\tau_{\text{и}}(T_0)$ и $\tau_{\text{и}}(\text{ОЧ})$. Отметим, что характер влияния T_0 и ОЧ на τ_{\max} согласуется с экспериментальными данными.

Вообще говоря, корреляция

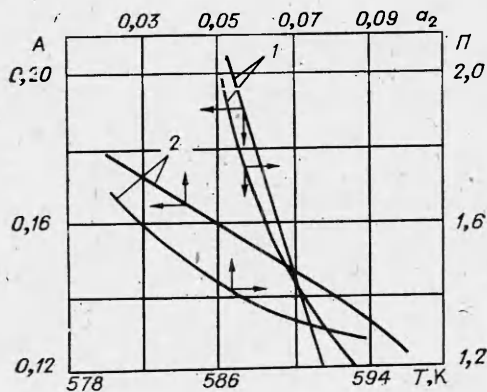


Рис. 4. Зависимость амплитуды (А) и периода (П) колебаний от состава (2) и входной температуры реакционной смеси (1).

1 — $a_1 = 0,111$, $a_2 = 0,06$; 2 — $T_0 = T_x = 590$ К.

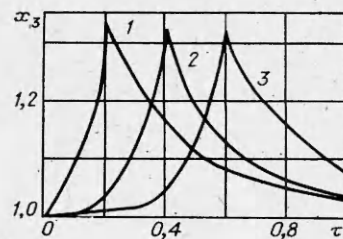
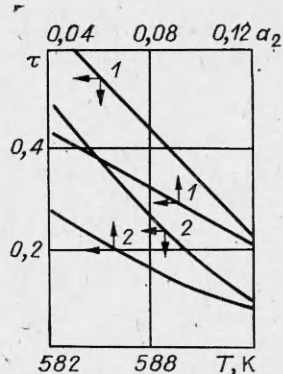


Рис. 5. Динамика выхода температуры x_3 на автоколебательный режим.

T_0 , К: 1 — 594, 2 — 588, 3 — 582.

Рис. 6. Зависимость τ_{II} и τ_{max} от входной температуры ($a_1 = 0,111$, $a_2 = 0,06$) и состава реакционной смеси; $T_0 = 590$ К.

1 — τ_{II} ; 2 — τ_{max} .



$\tau_{max}(T_0, OЧ)$ возможна в более широкой области параметров, нежели зависимости характеристик автоколебаний от T_0 и $OЧ$ — колебания могут существовать лишь в ограниченной области параметров. Поэтому для практических целей методика определения $OЧ$ по характеристикам автоколебаний может быть дополнена анализом времени зажигания или времени индукции процесса холоднотламенного окисления исследуемого топлива.

Таким образом, математическая модель (3) качественно описывает полученные в эксперименте [1] характеристики холоднотламенного горения модельной смеси изооктан — *n*-гептан, протекающего в реакторе идеального смешения и имеющего при определенных условиях автоколебательный характер. Изученное на модели (3) влияние состава и начальной температуры модельной смеси (или, что то же, температуры холодильника, так как $T_0 = T_x$) на амплитуду и период колебаний говорит о возможности четкой корреляции между этими характеристиками и хорошо соответствует эксперименту [1]. Полученная корреляция может быть использована для определения $OЧ$ бензинов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Ю. Степанский, Г. С. Яблонский, В. И. Быков. ФГВ, 1982, 18, 1, 57.
2. Я. Ю. Степанский, Н. П. Евмененко, Г. С. Яблонский и др. Химия и технология топлив и масел, 1980, 8, 54.
3. Ya. Ya. Stepankii, N. P. Evmenenko, G. S. Yablonskii e. a. React. Kinet. Catal. Lett., 1980, 14, 3, 335.
4. V. I. Vykov, V. F. Kim, G. S. Yablonskii e. a. React. Kinet. Catal. Lett., 1980, 14, 3, 295.
5. A. Urral, W. H. Ray and A. V. Poore. Chem. Eng. Sci., 1976, 31, 2, 205.
6. Д. А. Ваганов, Н. Г. Самойленко, В. Г. Абрамов. Периодические режимы реактора идеального смешения. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1977.
7. V. Slavacek, J. Votruba. Advances in Catalysis, 1978, 27, 59.
8. M. Scheintuch, R. A. Schmitz. Catal. Rev.-Sci. Eng., 1977 15(1), 107.
9. Б. И. Хайкин, С. И. Худяев. Докл. АН СССР, 1979, 245, 1, 155.
10. М. Г. Слинью, В. С. Бесков, Ю. Л. Вяткин и др. Докл. АН СССР, 1972, 204, 6, 1321.
11. D. S. Cohen, J. Keener. Chem. Eng. Sci., 1976, 31, 1, 115.
12. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
13. В. Я. Штерн. Механизм окисления углеводородов в газовой фазе. М.: Наука, 1980.
14. Von. G. Lischke, G. Ohlmann. Z. Phys. Chem., Leipzig, 1980, 261, 3, 555.

Поступила в редакцию 7/1 1986,
после доработки — 7/III 1986

СТРУКТУРА ФРОНТА ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОГО ХИМИЧЕСКОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ СРЕДЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ИНЕРТНОМ КАНАЛЕ

К. Г. Шкадинский, Б. В. Степанов
(Черноголовка)

В работах [1—3] экспериментально и теоретически исследован процесс распространения газового пламени в инертной пористой среде. Экстраполяционным методом [4] получены приближенные соотношения для определения основных характеристик процесса (скорость волны пламе-