

Таким образом, брутто-схема (1) и отвечающая ей математическая модель реактора идеального вытеснения (7)–(9) качественно соответствуют основным экспериментальным характеристикам холоднотемпературного горения смеси двух углеводородов в цилиндрическом реакторе. Изученные на модели зависимости положения температурного пика по длине реактора от входной температуры и состава топливно-воздушной смеси позволяют построить четкие корреляции между этими характеристиками. На их основе могут быть составлены соответствующие номограммы для определения ОЧ реальных бензинов.

Аналогичный вывод сделан и при моделировании автоколебательного режима горения в сферическом реакторе идеального смешения [7]. Значит, брутто-схема (1), положенная в основу моделирования, на данном этапе детализации вполне работоспособна и может быть использована для описания рассмотренных режимов холоднотемпературного горения смеси двух углеводородов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанский Я. Ю., Евмененко Н. П., Яблонский Г. С. и др. ЖФХ, 1981, 55, 12, 3014.
2. Степанский Я. Ю., Яблонский Г. С., Быков В. И. ФГВ, 1982, 18, 1, 57.
3. Stepankii Ya. Yu., Evmenenko N. P., Yablonskii G. S. et al. React. Kinet. Catal. Lett., 1980, 14, 3, 355.
4. Степанский Я. Ю., Евмененко Н. П., Яблонский Г. С. и др. Химия и технология топлив и масел, 1980, 8, 54.
5. Вуков В. И., Ким В. Ф., Яблонский Г. С. et al. React. Kinet. Catal. Lett., 1980, 14, 3, 295.
6. Быков В. И., Ким В. Ф., Яблонский Г. С. и др. ЖФХ, 1981, 55, 12, 3014.
7. Быков В. И., Пушкарева Т. П., Степанский Я. Ю. ФГВ, 1987, 23, 2, 21.
8. Штерн В. Я. Механизм окисления углеводородов в газовой фазе.— М.: Изд-во АН СССР, 1980.
9. Von Lischke G., Ohlman G. Z. Phys. Chem. Leipzig, 1980, 261, 3, 555.
10. Бернатосян С. Г., Манташян А. А. ФГВ, 1987, 23, 2, 80.
11. Налбандян А. Б., Варданян И. А. Современное состояние проблемы газофазного окисления органических соединений.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1986.

Поступила в редакцию 15/VI 1987,
после доработки — 14/IX 1987

УДК 536.46

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ТТ С НАКОПЛЕНИЕМ КОМПОНЕНТА НА ПОВЕРХНОСТИ

Л. К. Гусаченко

(Новосибирск)

Накопление металла как стадия, предшествующая агломерации и отрыву капли, описано в [1]. Есть опыт [2] наблюдения поверхности ТТ, погашенной при подходе фронта горения к инертной подложке. Отмечено накопление металла на углеродистом каркасе на поверхности ТТ. С ростом давления толщина каркаса уменьшается. Если m — массовая скорость горения ТТ, г/(см²·с), α — массовая доля в исходном ТТ компонента, накапливаемого на поверхности, M — его масса на 1 см² поверхности, то среднее время пребывания индивидуальной частицы металла или катализатора в зоне накопления

$$t_n = M/\alpha m. \quad (1)$$

При малом α (например, когда накапливаемый компонент — катализатор) время t_n может быть достаточно большим.

1. Рассмотрим ситуацию, когда

$$t_p \sim t_n, \quad t_n \gg t_n, \quad t_n \gg t_y, \quad t_n = \kappa/u^2, \quad t_y = \rho_a D^2/18\mu. \quad (2)$$

Здесь t_p — характерное время изменения внешних условий; t_n — время сгорания прогретого слоя к-фазы; t_y — время увлечения агломерата отходящими от ТТ газами; κ , u — температуропроводность и линейная скорость горения к-фазы; ρ_a , D — плотность и размер агломерата; μ — вязкость газа. При выполнении (2) прогретый слой к-фазы под каркасом можно считать квазистационарным ($t_n \ll t_p$), его роль сводится к поставке металла (катализатора) в зону накопления со скоростью αm . Поскольку $t_y \ll t_p$, тепловой поток в зону накопления из газовой фазы, запыленной улетающими агломератами, тоже можно считать квазистационарным.

Осталось учесть нестационарность накопления. Она описывается балансом массы накапливаемого компонента

$$dM/dt = \alpha m - M_-. \quad (3)$$

Здесь M_-^* — расход компонента в слое: окисление и (или) унос неокисленных агломератов. Для выяснения, от чего зависит M_-^* рассмотрим процессы в зоне накопления. Пусть ТТ не содержит крупных частиц, стимулирующих «карманный» механизм агломерации. Полагаем, что металл (катализатор) на углеродистом каркасе накапливается в виде капель, связанных с каркасом и между собой многочисленными перемычками. От соотношения отрывающей силы (созданной газовым потоком) и прочности перемычек и каркаса зависит вероятность отрыва агломератов (капель вместе с частью каркаса) [3]. Допустим, что после отрыва очередного агломерата его еще не оторвавшиеся соседи силами поверхностного натяжения и аэродинамическими силами несколько сдвигаются и частично заполняют образовавшуюся неоднородность. Иначе говоря, предполагается возможность стационарного режима.

Косвенным аргументом за или против могло бы служить отсутствие или наличие резких неоднородностей в распределении катализатора (металла) на погашенной поверхности. На скорость горения зона накопления влияет через тепловой поток, поступающий от нее в к-фазу. Если пренебречь тепловой инерционностью зоны, поток складывается из тепловыделения в зоне и потока в нее из газовой фазы. Есть основание режим реагирования в зоне накопления считать диффузионным, тогда он существенно зависит от реагирующей поверхности и концентрации газообразного реагента. Полагаем, что за время, много меньшее t_n , в зоне накопления (и в газовой фазе над ней) устанавливается соответствующий величинам p , M , m стационарный режим. Разумеется, реагирующая поверхность по толщине зоны накопления может распределяться неравномерно, но как эта неравномерность, так и суммарная поверхность зависят от p , M , m .

Феноменологическую модель нестационарного горения можно строить аналогично [4, 5]. Для наглядности сопоставим основные параметры и понятия модели [4, 5] (I) и предлагаемой (II).

Нестационарная скорость горения:

$$\text{I. } m = m(\varphi, p). \quad (4)$$

$$\text{II. } m = m(M, p). \quad (4')$$

Это — поток массы через «холодную» границу зоны накопления. В камеру сгорания поступает $m - dM/dt$.

Способ получения величины m :

I. Исключением T_0 из

$$m = m^0(p, T_0), \quad \varphi = \varphi^0(p, T_0) = (T_s(m^0) - T_0)cm^0/\lambda \quad (5)$$

найдем

$$m(\varphi, p) = m^0[p, T_0(m, \varphi)]. \quad (6)$$

Здесь $m^0(p, T_0)$ — эмпирическая зависимость, выражение для φ — баланс тепла.

II. Исключением α из

$$m = m^0(p, \alpha), \quad M = M^0(p, \alpha), \quad (5')$$

найдем

$$m(M, p) = m^0[p, \alpha(M, p)]. \quad (6')$$

Здесь $m^0(p, \alpha)$, $M^0(p, \alpha)$ — эмпирические зависимости; последнюю можно получить, как в [2], опытами с гашением на инертной подложке.

Физический смысл (6, 6'):

I. Нестационарная скорость горения, соответствующая в данный момент значению $\varphi(t) \neq \varphi^0$, совпадает со стационарной скоростью этого же ТТ при ином значении T_0 , которое обеспечивает иное φ^0 , а именно $\varphi^0 = \varphi(t)$.

II. Нестационарная скорость горения, соответствующая в данный момент значению $M(t) \neq M^0$, совпадает со стационарной скоростью горения ТТ этого же семейства, но при ином значении α , которое обеспечивает иное M^0 , а именно $M^0 = M(t)$.

Способ вычисления входящего в (4, 4') «нестационарного» параметра:

I. $\varphi(t)$ можно найти, решая в k -фазе уравнение теплопроводности с движущейся границей.

II. $M(t)$ можно найти, решая (3) (баланс массы компонента в зоне). С учетом (6') его следует брать в виде

$$dM/dt = m(M, p)[\alpha^0 - \alpha(M, p)], \quad (7)$$

$\alpha(M, p)$ — «иная» α , выражена из (5').

Характерное время переходного режима:

$$I. t_n = \kappa/u^2; \quad II. t_n = M/\alpha m.$$

Толщина ТТ, сгорающая за это время:

$$I. \Delta x_n = \kappa/u; \quad II. \Delta x_n = M/\alpha \rho_{ТТ}.$$

По поводу эмпирических зависимостей (5') следует заметить, что при изменении α в той же пропорции должна меняться концентрация каркасообразующего компонента (например, сажки). Модель непригодна, если такой компонент выделить не удастся (например, если каркас образуется при разложении компонента, составляющего основную часть ТТ).

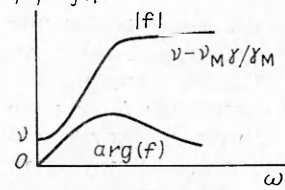


Рис. 1. Зависимость $f(\omega)$ по (10). Максимум $\arg(f) = \arctg(-v_M \gamma / 2a)$ достигается при $\omega = v/at_n$, где $a = v_M \gamma_M (v_M - \gamma v_M)$.

Уравнения (5) — (7) определяют нестационарную скорость горения. В линейном приближении в окрестности стационарного режима полагаем $\Delta p = |\Delta p| \exp(i\omega t)$, $m = m^0 + \Delta m$, $M = M^0 + \Delta M$. Из (7) следует

$$i\omega t_n \frac{\Delta M}{M} = - \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln M} \frac{\Delta M}{M} - \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln p} \frac{\Delta p}{p}. \quad (8)$$

Если считать, что $\alpha(M, p)$ определяется из (5'), представленного в виде $M \equiv M^0[p, \alpha(M, p)]$, то

$$\frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln M} = \frac{1}{\gamma_M}, \quad - \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln p} = \frac{v_M}{\gamma_M}, \quad \gamma_M = \frac{\partial \ln M^0}{\partial \ln \alpha}, \quad v_M = \frac{\partial \ln M^0}{\partial \ln p}. \quad (9)$$

Из (6') — (9) следует выражение для функции отклика

$$f = \frac{\Delta m/m}{\Delta p/p} = v - \frac{i\omega t_n \gamma v_M}{1 + i\omega t_n \gamma_M}, \quad v = \frac{\partial \ln m^0}{\partial \ln p}, \quad \gamma = \frac{\partial \ln m^0}{\partial \ln \alpha}. \quad (10)$$

Можно ожидать $v > 0$, $\gamma > 0$, $\gamma_M > 0$, $v_M < 0$ (рис. 1).

2. Учтем тепловую инерционность, полагая $t_n \gg t_y$, но снимая ограничение $t_p \gg t_n$. По аналогии с п. 1 искомую $m(p, \varphi, M)$ получим исклю-

чением T_0 , α из теплового баланса $\lambda\varphi = [T_s(m) - T_0]cm$ и из эмпирических зависимостей $m = m^0(p, T_0, \alpha)$, $M = M^0(p, T_0, \alpha)$, тогда

$$m(p, \varphi, M) \equiv m^0[p, T_0(p, \varphi, M), \alpha(p, \varphi, M)], \quad (11)$$

$$M \equiv M^0[p, T_0(p, \varphi, M), \alpha(p, \varphi, M)], \quad (12)$$

$$\lambda\varphi \equiv [T_s(m) - T_0(p, \varphi, M)]cm. \quad (13)$$

Из (11) получаем

$$j = \frac{\Delta m/m}{\Delta p/p} = \frac{\partial \ln m}{\partial \ln p} + \frac{\partial \ln m}{\partial \ln \varphi} \frac{\Delta \varphi/\varphi}{\Delta p/p} + \frac{\partial \ln m}{\partial \ln M} \frac{\Delta M/M}{\Delta p/p}. \quad (14)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln m}{\partial \ln p} &= \rho \frac{\partial T_0}{\partial \ln p} + \gamma \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln p}; \quad \frac{\partial \ln m}{\partial \ln \varphi} = \rho \frac{\partial T_0}{\partial \ln \varphi} + \gamma \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln \varphi}; \\ \frac{\partial \ln m}{\partial \ln M} &= \beta \frac{\partial T_0}{\partial \ln M} + \gamma \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln M}; \quad \beta = \frac{\partial \ln m^0}{\partial T_0}. \end{aligned} \quad (15)$$

Для M выполняется баланс массы $dM/dt = [\alpha^0 - \alpha(p, \varphi, M)]m$, откуда в окрестности равновесия следует

$$-i\omega t_n \frac{\Delta M/M}{\Delta p/p} = \frac{\Delta \alpha/\alpha}{\Delta p/p} = \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln p} + \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln \varphi} \frac{\Delta \varphi/\varphi}{\Delta p/p} + \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln M} \frac{\Delta M/M}{\Delta p/p}. \quad (16)$$

Для φ , согласно [5], выполняются соотношения

$$\frac{\Delta \varphi/\varphi}{\Delta p/p} = \frac{\Delta m/m}{\Delta p/p} \psi, \quad \psi = \zeta \frac{r}{k} + \frac{1}{\zeta}, \quad \zeta = \frac{1 + \sqrt{1 + 4i\omega t_n}}{2}. \quad (17)$$

При выводе (17) использована связь

$$dT_s(m)/d \ln m = (T_s - T_0) \frac{r}{k}, \quad r = \frac{\partial T_s^0}{\partial T_0}, \quad k = \beta(T_s - T_0).$$

Из (14) — (17) получим функцию отклика

$$j = \frac{\frac{\Delta m}{m}}{\frac{\Delta p}{p}} = \frac{\frac{\partial \ln m}{\partial \ln p} - \frac{\partial \ln m}{\partial \ln M} \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln p} / (i\omega t_n + \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln M})}{1 - \left[\frac{\partial \ln m}{\partial \ln \varphi} - \frac{\partial \ln m}{\partial \ln M} \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln \varphi} / (i\omega t_n + \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln M}) \right] \psi}. \quad (18)$$

Входящие сюда через (15) частные производные от T_0 , α по p , φ , M найдем, дифференцируя тождества (12), (13) по этим трем аргументам:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_s - T_0} \frac{\partial T_0}{\partial \ln p} &= \frac{(k+r)(v - v_M \gamma / \gamma_M)}{k\Delta}, \quad \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln p} = \frac{v_M + (1+r/k)(v_M k - k_M v)}{\Delta}, \\ \frac{1}{T_s - T_0} \frac{\partial T_0}{\partial \ln \varphi} &= \frac{-1}{\Delta}, \quad \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln \varphi} = \frac{k_M}{\Delta}, \quad \frac{1}{T_s - T_0} \frac{\partial T_0}{\partial \ln M} = \left(1 + \frac{r}{k}\right) \frac{\gamma}{\gamma_M \Delta}, \\ \gamma_M \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln M} &= \frac{1 - k - r}{\Delta}, \quad \Delta = 1 + \left(1 + \frac{r}{k}\right) \left(k_M \frac{\gamma}{\gamma_M} - k\right), \quad k_M = (T_s - T_0) \frac{\partial \ln M^0}{\partial T_0}. \end{aligned}$$

Теперь подстановка в (18) дает

$$\begin{aligned} f &= v [1 + i\omega t_n (\gamma_M - \gamma v_M / v)] / (A + iB), \\ A &= 1 - k - r + k \operatorname{Re}(\psi) + \omega t_n (\gamma k_M - k \gamma_M) \operatorname{Im}(\psi), \\ B &= k \operatorname{Im}(\psi) + \omega t_n [\gamma_M + (\gamma k_M - k \gamma_M) (1 - \operatorname{Re}(\psi) + r/k)], \\ \operatorname{Re}(\psi) &= (1 + \sqrt{\sigma}) [r/2k + 1/(\sigma + \sqrt{\sigma})], \\ \operatorname{Im}(\psi) &= \sqrt{\sigma - 1} [r/2k - 1/(\sigma + \sqrt{\sigma})], \quad \sigma = (1 + \sqrt{1 + (4\omega t_n)^2})/2. \end{aligned} \quad (19)$$

На рис. 2 показаны результаты расчета одного варианта по (19). Малое значение $k = 0,5$ использовано ввиду слабой чувствительности каталитизированных ТТ к изменению T_0 . Кривая $|f|(\omega)$ имеет максимум,

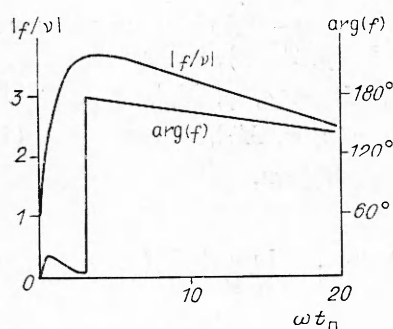


Рис. 2. Функция отклика при совместном учете накопления и тепловой инерционности. Расчет по (19) проведен при $k = 0,5$, $r/k = 0,2$, $\gamma_M = 1$, $1 - \gamma_{VM}/\gamma_{MV} = 2$, $k_M \gamma/\gamma_M = -k = -1$, $t_n/t_n = 100$.

хотя аналогичные зависимости без учета накопления (см. [5] при $k < 1$) и тепловой инерционности (см. рис. 1) монотонны. Все изложенное справедливо, если есть однозначная связь $T_s = T_s(m)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gany A., Caveny L. H. // 17th Symp. (Intern.) on Combustion.— Pittsburgh, 1978.
2. Бабук В. А., Белов В. П., Ходосов В. В. и др. ФГВ, 1985, 21, 3, 20.
3. Зырянов В. Я. // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1986.
4. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
5. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив — М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию 19/V 1988,
после доработки — 14/VII 1988

УДК 536.46

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ГОРЕНИЕ ПРИ ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ЛЕТУЧИХ

В. Н. Бухаров, Л. К. Гусаченко
(Новосибирск)

В [1] описаны опыты по горению пороха Н при низком давлении. Обнаруженная пористая структура части прогретого слоя убедительно объясняется пространственным разделением зон газификации нитроглицерина и нитроцеллюлозы. Подобная ситуация возможна и для смесового состава, если в нем более летучий наполнитель помещен в термостойкое связующее. Квазигомогенное описание процесса при этом возможно, если наибольший размер d гетерогенности в ж-фазе (размер зерна наполнителя) значительно меньше минимального размера, фигурирующего в квазигомогенной постановке, а именно: толщины пористого слоя h .

Нестационарный эффект, появляющийся в результате учета подповерхностной газификации летучего компонента, состоит в том, что при флуктуации в прогретом слое или при изменении внешних условий (давления p , начальной температуры T_0 , интенсивности обдува) в общем случае по-разному меняются скорости распространения поверхностей газификации легко- и труднолетучего компонентов $u_{гд}$, u . Это ведет к переменности во времени состава газовой фазы над поверхностью горения, а значит, и к переменности полной объемной скорости газообразования (особенно если летучий компонент — окислитель).

Постановка задачи, близкая к изложенной, использована в [2], где приближенное нестационарное решение получено для конкретной кинетики в зонах реакций. Если процессы в зонах реакций неизвестны, следует использовать «феноменологический» подход Зельдовича — Новожилова.