

ном давлении, подтвердившие данные расчета. Есть полные основания утверждать, что предложенная в [14] модель справедлива и для более высоких давлений, о чем свидетельствуют результаты опытов при 20, 40 атм и данные работы [15], в которой изучалась агломерация алюминия при горении прессованных смесей ПХА — полимерное горючее при давлении 80 атм. Подробное изложение количественной модели агломераций металла с учетом полидисперсности окислителя и сопоставление с имеющимися экспериментальными данными будут приведены в следующем сообщении.

Авторы выражают благодарность сотрудникам лаборатории В. М. Егорова (Томский госуниверситет) за помощь в приготовлении узких фракций порошка алюминия.

Поступила в редакцию  
11/VIII 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похпл, А. Ф. Беляев и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М., Наука, 1972.
2. J. P. Renie, J. R. Osborn. AIAA Paper, No. 79—1131.
3. В. Д. Гладуи, Ю. В. Фролов и др. Агломерация частиц порошкообразного металла при горении смесевых конденсированных систем. Препринт. Черноголовка, 1977.
4. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., Наука, 1968.
5. A. Ganu, L. H. Cavenu, M. Summerfield. AIAA J., 1978, 7, 736.
6. J. Brulard. La Recherche Aerospaciale, 1967, 118, 25.
7. А. С. Борейшо, А. В. Иващенко, Г. Г. Шелухин. ФГВ, 1975, 11, 4, 659.
8. В. Г. Григорьев, В. Е. Зарко.— В сб.: Физика горения и методы ее исследования. Вып. 5, Чебоксары, 1975.
9. В. Г. Григорьев, В. Е. Зарко, В. Е. Хмелинский.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 14. Киев — Одесса, 1976.
10. С. Е. Андреев, В. В. Товаров, В. А. Перов. Закономерности измельчения и исчисления характеристик гранулометрического состава. М., Металлургия, 1959.
11. П. А. Коузов. Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. Л., Химия, 1974.
12. А. Н. Анкилов, А. И. Бородулин и др. Коллоидный журнал, 1976, 38, 2, 325.
13. С. А. Салтыков. Стереометрическая металлография. М., Металлургия, 1970.
14. В. Г. Григорьев, В. Е. Зарко и др. 13-я Всес. конф. по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Тез. докл. Одесса, 1979.
15. Е. И. Гусаченко, Л. Н. Стесик. 13-я Всес. конф. по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Тез. докл. Одесса, 1979.
16. Г. Хан, С. Шапиро. Статистические модели в инженерных задачах. М., Мир, 1969.
17. Я. Б. Шор. Статистические методы анализа и контроля качества и надежности. М., Советское радио, 1962.

#### ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГОРЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕД

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин  
(Ленинград)

1. В ряде технологических процессов химическое взаимодействие жидкого и газообразного реагентов происходит в пузырьковых средах, образующихся при барботаже реагирующего газа через неподвижный или движущийся слой жидкости [1]. Для таких сред характерны относительно низкие (порядка  $10^{-4}$ — $10^{-2}$ ) массовые и достаточно высокие (порядка  $10^{-1}$ ) объемные содержания газовой фазы. Эти особенности в

значительной степени определяют специфику движения газожидкостных систем такого типа и протекание в них процессов тепло- и массообмена. В частности, при  $d/L \ll 1$  ( $d$  и  $L$  — соответственно характерный размер газовых включений и расстояние между ними) слиянием и дроблением пузырьков можно пренебречь, считая, что передача тепла от горячих пузырьков к холодным осуществляется через жидкую фазу, играющую в данном случае роль теплоносителя. Испарение жидкого реагента приводит к образованию внутри пузырьков парогазовой смеси, в которой протекает химическая реакция. При низком массовом содержании газа выгорание смеси приводит к слабому разогреву жидкости при значительном различии температур жидкой и газообразной фаз.

Отмеченные особенности пузырьковых сред определяют принципиальную возможность распространения в них самоподдерживающейся экзотермической реакции, при которой передача тепла от прореагировавшей в пузырьках смеси к жидкости и от жидкости к холодным пузырькам обеспечивает их прогрев и воспламенение.

При описании процессов тепло- и массопереноса в реагирующей пузырьковой среде воспользуемся феноменологическим подходом [2], согласно которому жидкая и газообразная фазы представляются в виде континуумов с эффективной плотностью вещества, отличающейся от физической плотности, согласно соотношению:  $\rho_i = m_i \rho_i^0$ , где  $\rho_i^0$  и  $\rho_i$  — соответственно физическая и эффективная плотности;  $m_i$  — объемное содержание жидкой ( $i = 2$ ) и газообразной ( $i = 1$ ) фаз.

Ограничимся рассмотрением задачи в рамках модели среды, в которой газовые включения заморожены в неподвижную жидкость. При этом не будем учитывать кондуктивный теплоперенос и диффузионный массоперенос в газовой фазе, а также влияние сил поверхностного натяжения. Считая процесс парообразования квазиравновесным, представим систему уравнений, описывающую поведение реагирующей пузырьковой среды, в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \partial \rho_1 / \partial t - \rho_2^0 \cdot \partial m / \partial t &= 0, \\ \partial \rho_b / \partial t - \partial \rho_1 / \partial t + W &= 0, \\ \rho_{an} \cdot \partial \eta / \partial t &= \mu W, \\ c_1 \rho_1 \cdot \partial T_1 / \partial t &= q_T W - \alpha S (T_1 - T_2), \\ c_2 \rho_2^0 (1 - m) \frac{\partial T_2}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + q_n S \rho_2^0 \frac{\partial m}{\partial t} + \alpha S (T_1 - T_2), \\ m p &= \rho_1 R_r T_1, \\ \rho_b &= m z_n / R_{rb} T_2 \cdot \exp(-q_n / R_{rb} T_2), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $m$  — объемное содержание газовой фазы;  $\eta = (\rho_{an} - \rho_a) / \rho_{an}$  — полнота выгорания газа;  $\alpha$  — коэффициент межфазного теплообмена;  $S$  — удельная межфазная поверхность,  $S = (36\pi N m^2)^{1/3}$  для пузырьков сферической формы;  $N$  — концентрация пузырьков;  $c$  — удельная теплоемкость;  $q_T$ ,  $W$  — тепловой эффект и скорость химической реакции;  $\mu$  — стехиометрический коэффициент;  $q_n$  — удельная теплота парообразования;  $\lambda$  — теплопроводность жидкости;  $R_r$  — газовая постоянная;  $z_n$  — предэкспонент; индексы  $a$  и  $b$  относятся соответственно к газовому реагенту и парам жидкости.

Полагая для определенности, что в активной смеси протекает реакция нулевого порядка, завершающаяся полным выгоранием газообразного реагента и образованием газообразного продукта, представим кинетическую функцию в виде

$$W = m z_\tau f(\eta) \exp(-E/RT_1), \quad (3)$$

где  $f(\eta) = 1$  при  $\eta \leq 1$  и  $f(\eta) = 0$  при  $\eta \geq 1$ ;  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $z_\tau$  — предэкспонент.

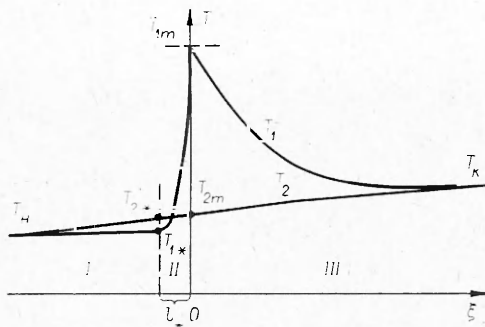


Рис. 1. Характерные профили температур фаз в волне горения.

чений к холодным. Действительно, тепло выделившееся в результате протекания реакции в газовой фазе (зона II на рис. 1) через межфазную поверхность в зоне тепловой релаксации III, сначала передается жидкости, а затем по жидкости переносится за счет теплопроводности в область I, расположенную перед зоной химической реакции. Здесь через межфазную поверхность тепло передается холодным газовым пузырькам, обеспечивая воспламенение содержащейся в них парогазовой смеси.

Как и в классической задаче о нормальном горении, воспользуемся приемом «обрезания» кинетической функции, существо которого в данном случае сводится к следующему. При температурах, близких к начальной ( $T_1 = T_2 = T_n$ ), скорость химического превращения достаточно мала ( $RT_n/E \ll 1$ ), так что нагревом парогазовой смеси за счет тепла реакции можно пренебречь. В этом случае температура смеси в пузырьках, приближающихся к зоне горения, постепенно повышается за счет тепла, переданного от жидкости. Нагрев пузырьков вызывает ускорение химической реакции, которое приводит к резкому возрастанию температуры газовой фазы и сопровождается убыванием интенсивности межфазного теплообмена из-за сближения температур жидкости и газа. При этом на некотором расстоянии от зоны горения достигается равенство интенсивностей тепловыделения и контактного теплообмена

$$q_T m z_T \exp(-E/RT_{1*}) = \alpha S (T_{2*} - T_{1*}). \quad (4)$$

Сечение, в котором выполняется условие (4), можно принять в качестве границы, отделяющей зону прогрева I от зоны реакции II, где химическая кинетика играет определяющую роль. При этом температуру газа  $T_{1*}$  на границе зон можно трактовать как температуру воспламенения.

Для удобства дальнейшего анализа перейдем в систему координат, связанную со стационарной волной. Используя преобразование  $\xi = x + u_r t$  ( $u_r$  — скорость распространения волны), запишем систему уравнений (1) в виде

$$\frac{d\rho_1}{d\xi} - \rho_2^0 \frac{dm}{d\xi} = 0, \quad (5)$$

$$u_r \cdot d/d\xi (\rho_1 - \rho_2) = W, \quad (6)$$

$$\rho_{aH} u_r / \mu \cdot d\eta/d\xi = W, \quad (7)$$

$$c_1 \rho_1 u_r \cdot dT_1/d\xi = q_T W - \alpha S (T_1 - T_2), \quad (8)$$

$$c_2 \rho_2^c (1 - m) u_r \frac{dT_2}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \left( \lambda \frac{dT_2}{d\xi} \right) - q_{\Pi} \rho_2^0 S u_r \frac{dm}{d\xi} + \alpha S (T_1 - T_2). \quad (9)$$

Уравнения (5) — (9) следует интегрировать с учетом граничных условий

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow -\infty, T_1 = T_2 = T_n, \eta = 0, m = m_n, \rho = \rho_{1n}, W = 0, \\ \xi \rightarrow +\infty, dT_1/d\xi = dT_2/d\xi = 0, \eta = 1. \end{aligned}$$

Интегрируя (5) в приближении  $\rho_1 \ll \rho_2^0$ , получим

$$m = m_n + \frac{\rho_1 - \rho_{an}}{\rho_2^0} \simeq m_n.$$

Интегрирование уравнений (6), (7) приводит к соотношению

$$\rho_1 = \rho_b + (1 + \eta/\mu)\rho_{an}.$$

Так как в большинстве случаев  $\mu \gg 1$ , а  $\eta \leq 1$ , то последнее соотношение можно представить в приближенной форме:  $\rho_1 \simeq \rho_b + \rho_{an}$ . С другой стороны, если отношение  $q_n/R_{гв}T_n$  достаточно велико, то, согласно (2), плотность пара мала, и можно приближенно считать, что по порядку величины  $\rho_1 \simeq \rho_{1n}$ . Приведенные оценки позволяют пренебречь в уравнениях (8) и (9) изменением плотности газа и его объемного содержания и тем самым существенно упростить задачу, сведя ее к анализу замкнутой системы из трех уравнений (7)—(9) для переменных  $T_1$ ,  $T_2$  и  $\eta$ . Комбинируя уравнения (7)—(9) и интегрируя их от начального до конечного состояний, получим соотношение, определяющее конечную температуру системы

$$T_n = T_n + \frac{q_n \rho_{an}}{\mu [c_2 \rho_2^0 (1 - m_n) + c_1 \rho_{1n}]}. \quad (10)$$

Из выражения (10) следует, что при  $\rho_1 \ll \rho_2^0$  конечная температура лишь незначительно отличается от начальной.

3. Рассмотрим последовательно процессы в зонах прогрета, горения и тепловой релаксации, пренебрегая температурной зависимостью теплоемкостей фаз и коэффициентов переноса  $\alpha$  и  $\lambda$ .

Учитывая, что в зоне прогрета  $dT_1/d\xi$  не превышает  $dT_2/d\xi$ , а  $c_1 \rho_{1n} \ll c_2 \rho_2^0 (1 - m_n)$ , можно записать уравнение энергии для жидкости,

$$c_2 \rho_2^0 (1 - m_n) u_{г} \frac{dT_2}{d\xi} = \lambda \frac{d^2 T_2}{d\xi^2},$$

интегрируя которое получим соотношение

$$T_2 = T_n + (T_{2*} - T_n) \exp(\xi/l), \quad (11)$$

где  $l = 2\lambda/c_2 \rho_2^0 (1 - m_n) u_{г}$  — масштабная длина в зоне прогрета. С учетом (11) проинтегрируем уравнение энергии для газовой фазы  $c_1 \rho_{1n} u_{г} \cdot dT_1/d\xi + \alpha S(T_1 - T_2) = 0$

$$T_1 = T_n + g(\xi) \exp(-\alpha S \xi / c_1 \rho_{1n} u_{г}),$$

где

$$g(\xi) = \frac{\alpha S (T_{2*} - T_n)}{c_1 \rho_{1n} u_{г}} \left[ \frac{1}{l} + \frac{\alpha S}{c_1 \rho_{1n} u_{г}} \right]^{-1} \exp \left[ \left( \frac{1}{l} + \frac{\alpha S}{c_1 \rho_{1n} u_{г}} \right) \xi \right] + A.$$

В силу требования об ограниченности решения при  $\xi \rightarrow -\infty$  получим  $A = 0$ . Тогда общее решение уравнения энергии газовой фазы примет вид:

$$T_1 = T_n + \frac{\alpha S (T_{2*} - T_n)}{c_1 \rho_{1n} u_{г}} \left( \frac{1}{l} + \frac{\alpha S}{c_1 \rho_{1n} u_{г}} \right)^{-1} \exp(\xi/l). \quad (12)$$

Из (12) в точке  $\xi = -i_*$  получим выражение для температуры воспламенения ( $l_* \ll l$ )

$$T_{1*} = T_n + (T_{2*} - T_n) \frac{\alpha S l}{c_1 \rho_{1n} u_r (1 + \alpha S l / c_1 \rho_{1n} u_r)}. \quad (13)$$

При анализе процесса в зоне горения следует иметь в виду, что закономерности развития реакции в стационарной волне существенным образом зависят от соотношения между параметрами, определяющими химическую кинетику и теплообмен, т. е. от величины отношения  $G = q_r W / \alpha S (T_1 - T_2)$  в той части зоны горения, где  $T_1 > T_2$ , и межфазный теплообмен тормозит развитие химической реакции. Если тепловыделение существенно превышает теплоотвод в жидкость ( $G \gg 1$ ), а энергия активации и тепловой эффект реакции велики, то выгорание окислителя происходит достаточно быстро, так что газовая фаза разогревается до температуры, значительно превышающей температуру жидкости. Структура волны горения в этом случае характеризуется наличием сравнительно узкой зоны химического превращения и прилегающими к ней относительно широкими зонами теплообмена. Это обстоятельство делает возможным использование предельной модели горения, согласно которой зона реакции представляется в виде узкого слоя, в котором происходит интенсивное выгорание реагентов в условиях, близких к адиабатическим. При  $G \approx 1$  реализуются вырожденные режимы, при которых тепловыделение соизмеримо с теплоотводом. В этом случае интенсивный теплоотвод в жидкость препятствует разогреву реагирующей смеси, вследствие чего реакция развивается медленно, а зона химического превращения становится достаточно протяженной.

Ограничиваясь в дальнейшем рассмотрением структуры волны, отвечающей модели горения, используем для определения температуры газовой фазы уравнение энергии, которое в приближении  $G \gg 1$  имеет вид

$$c_1 \rho_{1n} dT_1 / d\xi = q_r \rho_{an} / \mu \cdot d\eta / d\xi.$$

Интегрируя его по ширине зоны реакции, получим

$$T_{1m} = T_{1*} + q_r \rho_{an} / \mu c_1 \rho_{1n}. \quad (14)$$

Из соотношений (10) и (14) видно, что температура жидкости изменяется значительно слабее, чем температура газа. Поэтому изменением температуры жидкой фазы в пределах узкой зоны реакции можно пренебречь, считая, что

$$T_{2*} = T_{2m}.$$

При определении профиля температур фаз в зоне тепловой релаксации в силу  $\rho_2^0 \gg \rho_{1n}$  будем считать, что изменение интенсивности межфазного теплообмена происходит в ней исключительно за счет изменения температуры газовой фазы, положив  $T_2 \approx T_n$ . В этом приближении уравнение энергии для газовой фазы можно представить в виде

$$c_1 \rho_{1n} u_r \frac{dT_1}{d\xi} = -\alpha S (T_1 - T_n). \quad (15)$$

С учетом граничного условия  $\xi = 0$ ,  $T_1 = T_{1m}$  получим интеграл уравнения (15)

$$T_1 = T_n + (T_{1m} - T_n) \exp(-\alpha S \xi / c_1 \rho_{1n} u_r),$$

используя который, найдем первый интеграл уравнения энергии для жидкой фазы

$$\frac{dT_2}{d\xi} = \left[ \frac{\alpha S (T_{1m} - T_n)}{\lambda D} \exp(-D\xi) + M \right] \exp(B\xi),$$

где  $B = \frac{c_2 \rho_2^0 (1 - m_n) u_r}{\lambda}$ ;  $D = B + \frac{\alpha S}{c_1 \rho_{1n} u_r}$ .

В силу граничного условия  $\xi \rightarrow +\infty$ ,  $dT_2/d\xi \rightarrow 0$  постоянная интегрирования  $M=0$ . Второй интеграл уравнения энергии в точке  $\xi=0$  определяет температуру жидкой фазы в зоне реакции

$$T_{2*} = T_K - \frac{(T_{1m} - T_K) c_1 \rho_{1n} u_r}{c_2 \rho_2^0 (1 - m_n) u_r + \alpha S \lambda / c_1 \rho_{1n} u_r}. \quad (16)$$

Таким образом, для определения пяти параметров, характеризующих структуру волны горения ( $T_{1*}$ ,  $T_{2*}$ ,  $T_{1m}$ ,  $T_K$  и  $u_r$ ), получено пять алгебраических соотношений (4), (10), (13), (14), (16).

4. Принимая во внимание, что  $c_2 \rho_2^0 (1 - m_n) \gg c_1 \rho_{1n}$ ,  $T_{1*} < T_K$ , а  $T_K$ , согласно (10), близка к  $T_n$ , преобразуем систему (4), (10), (13), (14), (16). В результате получим уравнение баланса для точки воспламенения, определяющее скорость распространения волны горения

$$\frac{Se}{\Theta_K} \exp \left\{ \frac{2\Theta_K}{(1 + \delta U^2)(2 + \delta U^2)} \right\} = \frac{\delta U^2}{(1 + \delta U^2)(2 + \delta U^2)}, \quad (17)$$

где  $\Theta_K = \frac{E}{R T_n^2} (T_K - T_n) = \frac{\delta \varepsilon}{\mu \gamma}$ ;  $\gamma = \frac{c_1 R T_n^2}{q_r E}$ ;  $\varepsilon = \frac{\rho_{on}}{\rho_{1n}}$ ;  $\delta = \frac{c_1 \rho_{1n}}{c_2 \rho_2^0 (1 - m_n)}$ ;

$Se = \frac{z_r m_n q_r E}{\alpha S R T_n^2} \exp(-E/R T_n)$  — число Семенова;  $U = c_2 \rho_2^0 (1 - m_n) u_r / \sqrt{\alpha S \lambda}$  —

модифицированное число Пекле.

Поскольку уравнение (17) трансцендентное, то для его решения воспользуемся графоаналитическим методом. Для этого рассмотрим правую и левую его части. Правая представляет собой нелинейную функцию  $Q_I(\delta U^2)$ , имеющую максимум  $Q_I = 0,17$  в точке  $\delta U^2 = \sqrt{2}$  и стремящуюся к нулю при  $U \rightarrow \infty$  (рис. 2). Левая часть  $Q_{II}(Se, \Theta_K, \delta U^2)$  представляет собой монотонно убывающую функцию, достигающую максимального значения  $Se/\Theta_K \cdot \exp \Theta_K$  при  $U=0$  и асимптотически стремящуюся к предельному значению  $Se/\Theta_K$  при  $U \rightarrow \infty$ .

В общем случае пересечение кривых  $Q_I$  и  $Q_{II}$  происходит в двух точках  $A$  и  $B$ , определяющих значение скорости распространения волны горения. Учитывая характер этих кривых и особенности профилей температуры в волне горения (см. рис. 1), можно показать, что точка  $A$  отвечает устойчивому, а точка  $B$  — неустойчивому состоянию<sup>1</sup>.

Рассмотрим состояние системы, определяемое точкой  $A$ . Предположим, что произошло возмущение волны, сопровождающееся уменьшением скорости ее распространения. При этом волна смещается вправо относительно системы координат, связанной с ее невозмущенной структурой (см. рис. 1). На рис. 2 этому соответствует смещение по оси абсцисс влево от точки  $A$ . Однако так как здесь  $Q_I > Q_{II}$ , то точка воспламенения должна перемещаться в область более низких температур, где выполняется условие  $Q_I = Q_{II}$ . Согласно рис. 1, такое перемещение соответствует ускорению волны и возвращению ее в состояние, определяемое точкой  $A$ . Напротив, смещение вправо от точки  $A$  приводит к необходимости эквивалентного замедления волны горения, возвращающего ее в исходное состояние. Рассуждая аналогичным образом, можно показать, что состояние, определяемое точкой  $B$ , неустойчиво.

Поскольку семейство кривых  $Q_{II}$  зависит от величины параметра

<sup>1</sup> Следует подчеркнуть, что уравнение  $Q_I = Q_{II}$  в отличие от обычных балансных уравнений теории теплового взрыва определяет не соотношение между тепловыделением и теплоотводом, а между двумя составляющими теплоприхода в парогазовую смесь в точке воспламенения: за счет химической реакции и межфазной теплопередачи.

Se, то, начиная с некоторого максимального (критического) значения  $Se_{кр}$ , стационарные решения отсутствуют. Явление срыва распространения при возрастании числа Se, по-видимому, связано с интенсификацией химической реакции при температурах, близких к начальной, и означает прекращение действия теплового механизма распространения горения и переход к самоускоряющемуся процессу химического взаимодействия в газовой фазе, протекающему в условиях теплоотдачи к жидкости.

При  $Se = Se_{кр}$  кривые  $Q_I$  и  $Q_{II}$  касаются в одной точке, в которой выполняются условия  $Q_I = Q_{II}$  и  $dQ_I/dU^2 = dQ_{II}/dU^2$ . Используя эти соотношения, нетрудно показать, что  $Se_{кр}$  есть функция только  $\Theta_k$ , определяемая следующей системой уравнений:

$$Se_{кр} = \kappa \Theta_k / [(1 + \kappa)(2 + \kappa) \cdot \exp \{-2\Theta_k / [(1 + \kappa)(2 + \kappa)]\}],$$

$$(\kappa^2 - 2)(1 + \kappa)(2 + \kappa) = 2\kappa \Theta_k (3 + 2\kappa),$$

где  $\kappa = \delta U_{кр}^2$ .

На рис. 3 показана зависимость  $Se_{кр}(\delta)$ , ограничивающая сверху область существования режима горения в системе жидкий гексан + кислород, находящейся под давлением  $p = 5 \cdot 10^6$  Н/м<sup>2</sup> и при  $T_n = 400$  К.

Однако распространение горения возможно не при всех значениях  $Se < Se_{кр}$ . В действительности при уменьшении числа Se происходит вырождение режима горения из-за интенсификации теплоотвода в конденсированную фазу. Минимальные значения Se, при которых еще возможен механизм горения, можно оценить следующим образом. Представим функцию  $G$  в виде отношения безразмерных величин, учтя, что в зоне реакции  $\Theta_2 \simeq \Theta_{2*}$ ,

$$G = \frac{q_T W}{\alpha S (T_1 - T_{2*})} = \frac{Se \exp \left( \frac{\Theta_1}{1 + \beta \Theta_1} \right)}{\Theta_1 - \Theta_{2*}}, \quad (18)$$

$$\Theta_{2*} = \varepsilon \delta / \gamma \mu (1 + \delta U^2), \quad (19)$$

где  $\beta = RT_n/E$ . Функция  $G$  в области  $\Theta_1 > \Theta_{2*}$  немонотонная (рис. 4). Слева она ограничена асимптотой при  $\Theta_1 = \Theta_{2*}$ , имеет минимум при

$$\Theta_{1min} = \frac{1 - 2\beta}{2\beta^2} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{4\beta^2(1 + \Theta_{2*})}{1 - 2\beta}} \right], \quad \text{максимум в точке } \Theta_{1max} = 1/\beta^2 \text{ и}$$

стремится к нулю при  $\Theta_1 \rightarrow \infty$ .

Учитывая, что конечная температура реальных систем обычно не превышает величины порядка 10, а  $\Theta_{2*} < \Theta_k$ , то очевидно, что  $\Theta_{1min} \simeq 1 + \Theta_{2*}$ , т. е. является малой величиной по сравнению с максимальной возможной температурой газа в зоне реакции  $\Theta_{1m} = \varepsilon / \gamma \mu \simeq 10^2$ . Так как  $\Theta_{1m} < 1/\beta^2$ , то во всем интервале температур в зоне реакции минимум функции  $G(\Theta_1)$  достигается в точке  $\Theta_{1min}$ . Величина  $G_{min}$  убывает с уменьшением параметра Se и при некотором минимальном его значении достигает величины  $G_{min} = 1$ . В этом случае разогрев газовой фазы в зоне реакции до температуры  $\Theta_1 > \Theta_{1min}$  невозможен, так как при  $\Theta_1 = \Theta_{1min}$  теплоотвод в жидкость становится равным тепловыделению за счет реакции, вследствие чего дальнейший рост температуры прекращается. Поэтому, при  $Se = Se_{min}$  максимально допустимые температуры газа в зоне реакции ограничены малой величиной  $\Theta_{1min}$ . Это означает, что при  $Se \rightarrow Se_{min}$  происходит вырождение горения, сопровождающееся резким убыванием скорости химического превращения и ростом ширины зоны реакции. Граница вырождения может быть приближенно определена с помощью соотношений (17) — (19) и выражения для  $\Theta_{1min}$  подбором величины Se, обеспечивающей выполнение условия  $G_{min} = 1$ .



Рис. 2. Графическая интерпретация решения уравнения (17).

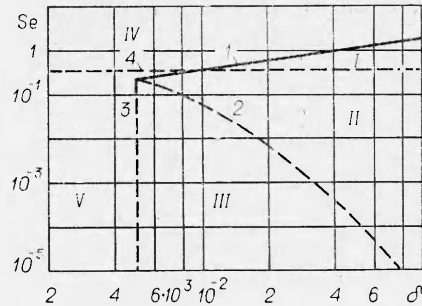


Рис. 3. Области существования различных режимов протекания химической реакции ( $\epsilon=0,62$ ,  $\mu=3,5$ ,  $\beta=0,027$ ,  $\gamma=5,33 \cdot 10^{-4}$ ).  
1 —  $Se_{кр}(\delta)$ ; 2 —  $Se_{min}(\delta)$ ; 3 —  $\delta = \delta_{пр}$ ; 4 —  $Se = Se_{пр}$ .

Таким образом, в параметрической плоскости  $Se - \delta$  (см. рис. 3) в диапазоне  $Se_{кр} > Se > Se_{min}$  локальный разогрев жидкости порождает самораспространяющуюся реакцию горения — процесс, характеризующийся высокими значениями скорости химического превращения и температуры газовой фазы при незначительном разогреве жидкости (см. рис. 3, зоны I, II). Существование этого процесса становится невозможным при относительном массовом содержании активной смеси, меньшем некоторого предельного значения  $\delta < \delta_{пр}$ , из-за сильного балластирования системы жидкой фазой.

В окрестности линии  $Se = Se_{min}$  происходит вырождение горения, и при  $Se < Se_{min}$  и  $\delta > \delta_{пр}$  (см. рис. 3, III) процесс переходит в низкотемпературный режим и характеризуется малыми значениями скорости химической реакции.

Если в жидкости отсутствуют температурные неоднородности, то при любых значениях параметров  $\delta$  и  $Se$  химическая реакция в парогазовой смеси протекает в режиме самоускорения в условиях частичной теплоотдачи в жидкость. При этом в зависимости от соотношения между тепловыделением и теплоотводом развитие реакции либо завершается самовоспламенением, либо (при значительных утечках тепла в жидкость) протекает медленно при температурах фаз, близких к начальной температуре  $T_n$  (режим медленного превращения).

Используя подход, развитый для определения границы вырождения горения, и учитывая, что в режиме самовоспламенения  $G \gg 1$  и  $T_2 \approx T_n$ , можно приближенно определить границу, отделяющую область самовоспламенения от области, где возможно лишь медленное превращение. Эта граница отвечает предельному значению числа Семенова  $Se_{пр} \approx 0,375$ .

Таким образом, в параметрической плоскости  $Se - \delta$  наряду с зонами I и II, где возможно существование как стационарной волны горения, так и нестационарных явлений самовоспламенения (I) и медленного превращения (II), существуют зоны, где реализуются только нестационарные (самоускоряющиеся) высокотемпературный (IV) и низкотемпературный (V) процессы.

Что касается режимов медленного превращения и вырожденного горения, существование которых возможно в зоне III, то существенных различий между этими процессами нет, так как оба они характеризуются слабым разогревом фаз и малыми значениями скорости химического превращения.

В заключение в качестве примера

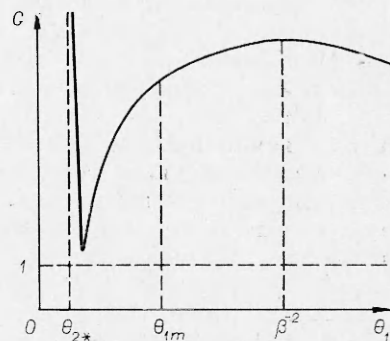


Рис. 4. К определению границы вырождения режима горения.



приведем результаты расчета основных характеристик волны горения в монодисперсной системе гексан — кислород при  $p = 5 \cdot 10^6$  Н/м<sup>2</sup>,  $T_n = 400$  К и следующих значениях физико-химических констант:  $N = 4,8 \cdot 10^{10}$  м<sup>-3</sup>, радиус пузырька  $r = 10^{-4}$  м,  $m_n = 0,2$ ,  $S = 6 \cdot 10^3$  м<sup>-1</sup>,  $q_T = 4,2 \cdot 10^4$  кДж/кг,  $E = 1,26 \cdot 10^5$  кДж/кмоль,  $z_T = 4 \cdot 10^{12}$  кг/(м<sup>3</sup> · с),  $c_1 = 3,4$  кДж/(кг · град),  $c_2 = 1,7$  кДж/(кг · град),  $q_n = 3,2 \cdot 10^2$  кДж/кмоль,  $z_n = 2,6 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>,  $\rho_2^0 = 550$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{1n} = 17,7$  кг/м<sup>3</sup>,  $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-3}$  кДж/(м · с · град),  $\alpha = 4,2 \times 10^{-3}$  кДж/(м<sup>2</sup> · с · град),  $\delta = 0,08$ ,  $Se = 6 \cdot 10^{-3}$ . Рассчитано по (17) значение скорости распространения волны горения составляет  $u_r = 1,3 \cdot 10^{-3}$  м/с<sup>2</sup>.

Структура волны, определяемая протяженностью характерных зон и значениями температур фаз на их границах, характеризуется следующими данными: температура воспламенения  $T_{1*} = 472$  К, максимальная температура  $T_{1m} = 3980$  К, конечная температура  $T_k = 687$  К, температура жидкости в зоне реакции  $T_{2*} = 520$  К, ширина зоны прогрева  $l_{пр} = 4,6l \approx 2 \cdot 10^{-2}$  м, химической реакции  $l_* = \frac{c_1 \rho_{1n} u_r R T_{1*}^2}{q_T z_T m_n E} \exp(E/RT_{1*}) \approx 2 \cdot 10^{-3}$  м, тепловой релаксации  $l_{рел} = 4,6c_1 \rho_{1n} u_r / \alpha S \approx 1,4 \cdot 10^{-2}$  м. Как видно, линейные размеры значительно превосходят масштаб неоднородности системы (диаметр пузырька), что оправдывает принятое в работе представление фаз в виде взаимопроникающих континуумов.

Поступила в редакцию  
20/XII 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Вольфкович, А. П. Егоров, Д. А. Эпштейн. Общая химическая технология. М.—Л., Химия, 1952.
2. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М., Наука, 1978.
3. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1948, 22, 1.
4. И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1974, 10, 1.

### ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ

*Е. В. Леваков, С. А. Пелесков, В. П. Сорокин*  
(Москва)

В работах [1, 2] теоретически рассмотрено распространение фронта экзотермической реакции в конденсированной среде, показано, что при определенных соотношениях теплофизических и кинетических параметров системы фронт распространяется в автоколебательном режиме. Последний характеризуется периодическими пульсациями температуры во фронте горения и скорости распространения фронта.

Фотооптическая регистрация автоколебательного режима горения, применяемая в экспериментах, является единственным методом [3] и имеет существенные недостатки: фиксируется режим горения только на поверхности образца и регистрация возможна лишь в оптически прозрачных средах. В данной работе предлагается термоэлектрический метод регистрации пульсаций температуры во фронте при автоколебательном режиме горения.

<sup>2</sup> Близкие к этой величине значения скорости горения характерны и для других гетерогенных систем, например для металлических порошков, горящих в атмосфере газообразного окислителя [4].