

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тюганова М. А., Махов М. Ю., Кольев М. А. Придание огнезащитных свойств текстильным материалам // ЖВХО им. Менделеева.— 1976.— 21, № 1.— С. 90.
2. Вилкова С. А., Крупкин В. Г., Марголин А. Д. Критические условия горения материалов из волоконобразующих полимеров // ФГВ.— 1986.— 22, № 3.— С. 67.
3. Moussa N. A., Toong T. Y., Backer S. An experimental investigation of flame-spreading mechanisms over textile materials // Combust. Sci. Techn.— 1973.— 8, N 4.— P. 165.
4. Hendrix J. E., Beninate J. V. et al. Effects of moisture on oxygen index values for textiles // Textile Res. J.— 1971.— 41, N 10.— P. 854.
5. Kashiwagi T., Newman D. L. Flame spread over an inclined thin fuel surface // Combust. Flame.— 1976.— 26, N 2.— P. 163.
6. Жевлаков А. Ф., Грошев Ю. М. Влияние скорости потока окислителя на распространение пламени по тканям и пленкам // ФГВ.— 1987.— 23, № 3.— С. 36.
7. Miller B., Goswami V. C. Effects of constructional factors on the burning rates of textile structures. Part I: Woven thermoplastic fabrics // Textile Res. J.— 1971.— 41, N 12.— P. 949.
8. Бахман Н. Н., Кондриков Б. Н., Раубель С. О. и др. Критические условия горения плоских слоев ПММА на подложках различной толщины и теплопроводности // ФГВ.— 1983.— 19, № 4.— С. 7.
9. Bakman N. N., Aldabaev L. I., Kondrikov B. N. et al. Burning of polymeric coatings on copper wires and glass threads: II. Critical condition of burning // Combust. Flame.— 1981.— 41, N 1.— P. 35.
10. Бахман Н. Н. Распространение пламени вдоль поверхности контакта горючего и окислителя // ФГВ.— 1987.— 23, № 2.— С. 41.
11. De Ris J. N. Spread of a laminar diffusion flame // 12th Symp. (Int.) on Combust.— Pittsburgh: The Combust. Inst., 1969.
12. Рыбанин С. С. Структура, скорость и пределы распространения диффузионного пламени по поверхности горючего материала // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем.— Черногоровка, 1977.

2. Москва

Поступила в редакцию 28/VI 1990

УДК 536.46

*В. Н. Лихачев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин*

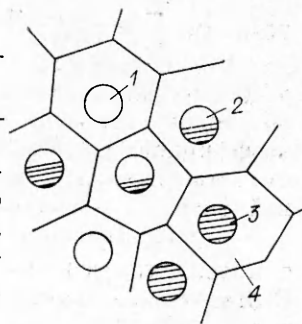
## К ТЕОРИИ ПУЗЫРЬКОВЫХ РЕАКТОРОВ ГОРЕНИЯ

Предложена математическая модель горения пузырьковых реагирующих сред, в которых теплота реакции затрачивается первоначально на разогрев парогазовой смеси, содержащейся в пузырьках, а затем через межфазную поверхность передается жидкости, обеспечивая ее прогрев и испарение. При некоторых допущениях (малое объемное содержание газовой фазы, интенсивное перемешивание исходных компонентов и конечных продуктов, квазиравновесность процесса парообразования) получены приближенные аналитические выражения для функций тепловыделения и теплоотвода, численно решено уравнение теплового баланса. Исследованы возможные режимы горения и определены области существования стационарных состояний.

Пузырьковые реагирующие среды, представляющие собой гетерогенные газожидкостные системы с развитой межфазной поверхностью, отличаются высокой интенсивностью тепло- и массообмена и большой скоростью превращения исходных компонентов в конечные продукты. Механизм горения таких сред заключается в прогреве и испарении жидкости и образовании в пузырьках, заполненных первоначально газообразным окислителем, реагирующей парогазовой смеси. Воспламенение и горение последней сопровождаются выделением теплоты, передаваемой вначале жидкому реагенту, а затем «холодным» пузырькам, обеспечивая их прогрев и воспламенение [1, 2]. Такой процесс может быть практически реализован в пузырьковых реакторах — технологических аппаратах, заполненных неподвижным или движущимся жидким реагентом, насыщенным пузырьками, содержащими газообразный окислитель.

Режим работы пузырьковых реакторов зависит от физико-химических свойств взаимодействующих компонентов, кинетики химических реакций, теплообмена с окружающей средой, а также от интенсивности межфазного тепло- и массообмена, определяющей динамическую, тепловую и концентрационную неравновесность. Существенное влияние на

Рис. 1. Модель пузырьковой среды.  
 1 —  $T_1^{(1)}$ ; 2 —  $T_1^{(2)}$ ; 3 —  $T_1^{(k)}$ ; 4 — температура  $i$ -го жидкого континуума.



характеристики таких реакторов оказывает интенсивность перемешивания свежих и частично или полностью прореагировавших пузырьков. По этому признаку пузырьковые реакторы горения могут быть подразделены на реакторы идеального смешения и реакторы вытеснения.

Настоящая работа посвящена исследованию реакторов первого типа. В ней формулируется постановка задачи о тепловом режиме пузырькового реактора идеального смешения, описываются математическая модель такого реактора и результаты исследования его стационарных состояний.

**Постановка задачи.** Рассмотрим проточный реактор, выполненный в виде прямолинейного капала, снабженного устройством для интенсивного перемешивания исходной и частично или полностью прореагировавшей смеси (например, установленным на входе завихрителем). В реактор насосом, обеспечивающим постоянство расхода, подается реагирующая монодисперсная пузырьковая среда. Примем, что интенсивность перемешивания поступающих в реактор «свежих» и находящихся в нем частично или полностью прореагировавших пузырьков достаточно велика, т. е. что время пребывания пузырьков в реакторе существенно превышает время смешения. В этом случае в реакторе присутствуют одновременно пузырьки с различными временами пребывания и соответственно с различными полнотами выгорания газообразного окислителя и температурами.

Считая в дальнейшем время тепловой релаксации достаточно большим ( $\tau_p \sim l^2/a \gg \tau_*$ ,  $\tau_p$  — время тепловой релаксации,  $l$  — расстояние между пузырьками,  $a$  — температуропроводность,  $\tau_*$  — время пребывания жидкого реагента в реакторе), представим такую среду в виде совокупности жидких континуумов с температурой  $T_2^{(i)}$  с «вмороженными» газовыми пузырьками с  $T_1^{(i)}$ , временами пребывания  $\tau_i$  и эффективными плотностями  $\rho_e = m_e \rho_e^0$  [3] ( $\rho_e^0$  и  $\rho_e$  — соответственно физическая и эффективная плотность,  $m_e$  — объемное содержание газообразной ( $e = 1$ ) и жидкой ( $e = 2$ ) фаз)

Считая, что в реакторе находится  $n_1, n_2, \dots, n_k$  пузырьков с временами пребывания  $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_k$  и соответственно  $n_1, n_2, \dots, n_k$  жидких ячеек, содержащих эти пузырьки (рис. 1), запишем уравнения теплового баланса фаз. Полагая теплофизические характеристики взаимодействующих фаз постоянными и считая, что при реагировании парогазовой смеси образуются газообразные продукты, получим<sup>1</sup>

$$q_\tau \sum_{i=1}^k n_i W_i = \sum_{i=1}^k \rho_1^{(i)} c_{p1} n_i \left( \frac{dT_1}{dt} \right)_i + \sum_{i=1}^k \alpha S^{(i)} n_i (T_1^{(i)} - T_2^{(i)}) + \sum_{i=1}^k \rho_1^{(i)} c_{p1} j n_i (T_1^{(i)} - T_{1H}), \quad (1)$$

$$\sum_{i=1}^k \alpha S^{(i)} n_i (T_1^{(i)} - T_2^{(i)}) = \sum_{i=1}^k \bar{\rho}_2 c_{p2} n_i \left( \frac{dT_2}{dt} \right)_i + \sum_{i=1}^k \bar{\rho}_2 c_{p2} j n_i (T_2^{(i)} - \bar{T}_{2H}) + \sum_{i=1}^k \alpha_c \bar{S} c n_i (T_2^{(i)} - T_c), \quad (2)$$

где  $q_\tau$  и  $W_i$  — соответственно тепловой эффект и скорость химической

<sup>1</sup> В (2) опущен из-за малого газосодержания член, учитывающий затраты теплоты на испарение жидкости.

реакции;  $\bar{\rho}_2 = \rho_2/N$ ;  $\bar{S}_c = S_c/N$ ;  $S_c$  — площадь внутренней стенки реактора;  $N = n_1 + n_2 + \dots + n_k$  — счетная концентрация пузырьков;  $\rho_1^{(i)}$ ,  $S^{(i)}$  — эффективная плотность и межфазная поверхность пузырька с  $\tau$ ;  $j$  — объемная скорость;  $\alpha$  — коэффициент межфазного теплообмена;  $\alpha_c$  — коэффициент теплоотдачи от жидкости к стенкам реактора;  $c_p$  — теплоемкость; индексы 1 и 2 относятся соответственно к газообразной и жидкой фазам, н — к начальному состоянию, с — к стенкам реактора.

Ограничиваясь в дальнейшем анализом горения пузырьковых сред с малым газосодержанием, оценим порядок величин  $m^{(i)}$ ,  $S^{(i)}$  и  $\rho_1^{(i)}$ . С этой целью запишем уравнения баланса фаз и компонентов для  $i$ -го пузырька

$$\frac{d_0 \rho_1^{(i)}}{d\tau} - \rho_2^0 \frac{dm^{(i)}}{d\tau} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho_b^{(i)}}{d\tau} - \frac{d\rho_1^{(i)}}{d\tau} + W_i = 0, \quad (4)$$

$$(\rho_n^{(i)})_a \frac{d\eta^{(i)}}{d\tau} = \mu W_i, \quad (5)$$

где  $\mu$  — стехиометрический коэффициент; индексы  $a$  и  $b$  отвечают соответственно окислителю и парам жидкости;  $\eta^{(i)} = ((\rho_n^{(i)})_a - \rho_a^{(i)})/(\rho_n^{(i)})_a$  — полнота выгорания. Интегрирование первого уравнения с учетом условия  $\tau = 0$ ,  $\rho_1^{(i)} = \rho_{1н}^{(i)} = (\rho_n^{(i)})_a = (\rho_n)_a/N$  приводит к соотношению

$$m^{(i)} = m_n^{(i)} + \frac{\rho_1^{(i)} - (\rho_n^{(i)})_a}{\rho_2^0} \approx m_n^{(i)} = \frac{m_n}{N}. \quad (6)$$

Учитывая, что  $S^{(i)} = (36\pi m^{(i)2})^{1/3}$ , получим

$$S^{(i)} \approx S_n^{(i)} = \frac{S_n}{N},$$

где  $S_n$  — общая площадь межфазной поверхности. Объединяя (4) и (5) и интегрируя полученное уравнение с учетом условия  $\tau = 0$ ,  $(\rho_n^{(i)})_b = 0$ ,  $\rho_1^{(i)} = (\rho_n^{(i)})_a$ , имеем

$$\rho_1^{(i)} = \rho_b^{(i)} + (1 + \eta^{(i)}/\mu)(\rho_n^{(i)})_a. \quad (7)$$

Так как в большинстве случаев  $\mu \gg 1$ ,  $\eta \leq 1$ , то (7) можно представить в виде

$$\rho_1^{(i)} \approx \rho_b^{(i)} + (\rho_n^{(i)})_a.$$

Если  $q_n/R_b T_2$  ( $q_n$  — теплота парообразования,  $R_b$  — газовая постоянная) достаточно велико и плотность пара мала, можно приближенно считать, что по порядку величины  $\rho_1^{(i)} \approx \rho_{1н}^{(i)} = \frac{\rho_{1н}}{N}$ . Тогда (1), (2) перепишем так:

$$q_n \bar{W} = \rho_1 c_{p1} \frac{d\bar{T}_1}{d\tau} + \alpha S (\bar{T}_1 - \bar{T}_2) + \rho_1 c_{p1} j (\bar{T}_1 - T_{1н}), \quad (8)$$

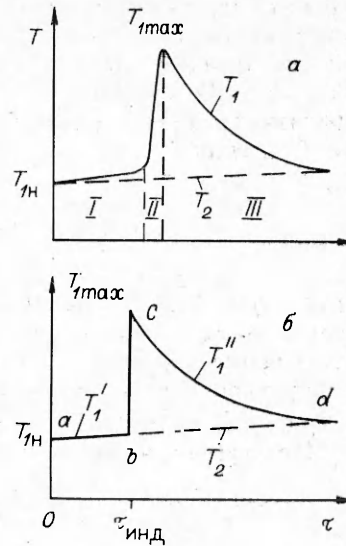
$$\alpha S (\bar{T}_1 - \bar{T}_2) = \rho_2 c_{p2} \frac{d\bar{T}_2}{d\tau} + \rho_2 c_{p2} j (\bar{T}_2 - T_{2н}) + \alpha_c S_c (\bar{T}_2 - T_c), \quad (9)$$

$$\bar{W} = \sum_{i=1}^k n_i W_i, \quad \bar{T}_e = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^k n_i T_e^{(i)}, \quad S = S_n, \quad \rho_1 = \rho_{1н}.$$

Суммируя соотношения (8) и (9), получим уравнение теплового баланса пузырькового реактора идеального смешения

$$\rho_1 c_{p1} \frac{d\bar{T}_1}{d\tau} + \rho_2 c_{p2} \frac{d\bar{T}_2}{d\tau} = q_n \bar{W} - \rho_1 c_{p1} j (\bar{T}_1 - T_{1н}) - \rho_2 c_{p2} j (\bar{T}_2 - T_{2н}) - \alpha_c S_c (\bar{T}_2 - T_c). \quad (10)$$

Рис. 2. Изменение температуры жидкой и газообразной фаз (зоны: I — прогрева, II — реакции, III — тепловой релаксации).



Коэффициент  $j$ , входящий в (10), учитывает интенсивность конвективных теплопотерь, связанных с выносом из реактора газообразной и жидкой фаз. В зависимости от величины  $j$  ( $j \geq 0$ ) пузырьковые реакторы могут быть подразделены на проточные реакторы идеального смешения и периодического действия.

**Расчет стационарных режимов.** Стационарному состоянию пузырькового реактора отвечает равенство нулю членов, стоящих в левой части (10). Учитывая это, запишем тепловой баланс реактора в традиционной форме уравнений теории теплового режима горения [4]

$$Q_1 = q_\tau \bar{W}, \quad (11)$$

$$Q_2 = \rho_1 c_{p1} j (\bar{T}_1 - T_{1н}) + \rho_2 c_{p2} j (T_2 - T_{2н}) + \alpha_c S_c (\bar{T}_2 - T_c), \quad (12)$$

где  $Q_1$  и  $Q_2$  — функции тепловыделения и теплоотвода. Стационарные значения температуры жидкости находятся из (9) и условия  $\frac{d\bar{T}_2}{d\tau} = 0$ :

$$\bar{T}_2 = \frac{\alpha S \bar{T}_1 + \rho_2 c_{p2} j T_{2н} + \alpha_c S_c T_c}{\alpha S + \rho_2 c_{p2} j + \alpha_c S_c}. \quad (13)$$

При расчете средней температуры газообразной фазы и средней скорости реакции перейдем от осреднения по ансамблю пузырьков к осреднению по времени. Считая, что число пузырьков с определенным временем пребывания, покидающих реактор, пропорционально общему числу таких пузырьков, находящихся в объеме, запишем выражения для плотности распределения пузырьков по времени их пребывания в реакторе

$$\varphi(\tau) = \frac{1}{\tau_1} \exp(-\tau/\tau_1), \quad (14)$$

$\tau_1$  — характерное время.

Преобразуя с помощью (14) уравнение (11), запишем систему (11), (12) в виде

$$Q_1 = q_\tau \int_0^\infty \varphi(\tau) W(\tau) d\tau, \quad (15)$$

$$Q_2 = \rho_1 c_{p1} (\bar{T}_1 - T_{1н}) \tau_*^{-1} + \rho_2 c_{p2} (\bar{T}_2 - T_{2н}) \tau_*^{-1} + \alpha_c S_c (\bar{T}_2 - T_c), \quad (16)$$

$$\bar{T}_1 = \int_0^\infty \varphi(\tau) T_1(\tau) d\tau, \quad \tau_* = j^{-1}.$$

При вычислении интегралов (15) и (16) воспользуемся приближенным представлением зависимости  $T_1(\tau)$ , отражающим специфику рассматриваемого процесса — медленное повышение температуры в период прогрева и испарения жидкости и резкий подъем  $T_1$  при воспламенении парогазовой смеси. Из рис. 2, а видно, что на кривой  $T_1(\tau)$  можно выделить характерные участки, отвечающие различным стадиям процесса — испарению жидкости и образованию в пузырьках реагирующей смеси ( $T_1 \approx T_2$ ,  $\eta \ll 1$ ), воспламенению и интенсивному выгоранию в пу-

зырьках парогазовой смеси ( $T_1 \gg T_2$ ,  $q_\tau W \gg \alpha S(T_1 - T_2)$ ,  $\eta < 1$ ), догору смесь в условиях интенсивного теплоотвода в жидкость — тепловой релаксации при практическом отсутствии химической реакции ( $T_1 > T_2$ ,  $q_\tau W \ll \alpha S(T_1 - T_2)$ ,  $\eta \approx 1$ ). Исходя из этого, аппроксимируем зависимость  $T_1(\tau)$  ломаной линией (рис. 2, б) и запишем выражение для  $T_1$  в виде

$$\bar{T}_1 = \int_{\tau}^{\tau_{\text{инд}}} \varphi(\tau) T_1'(\tau) d\tau + \int_{\tau_{\text{инд}}}^{\infty} \varphi(\tau) T_1''(\tau) d\tau, \quad (17)$$

где  $T_1'(\tau)$  и  $T_1''(\tau)$  — функции, описывающие изменение температуры газовой фазы в период индукционного разогрева и тепловой релаксации;  $\tau_{\text{инд}}$  — время индукции. Так как в период индукционного разогрева температура парогазовой смеси изменяется незначительно, то при расчете  $\bar{T}_1$  можно полагать, что  $T_1'(\tau) = T_2(\tau)^2$ .

Интегрирование уравнения энергии для жидкого континуума

$$\rho_2 c_{p2} \frac{dT_2}{d\tau} = \alpha S (\bar{T}_1 - T_2) - \rho_2 c_{p2} j (T_2 - T_{2н}) - \alpha_c S_c (T_2 - T_c) \quad (18)$$

приводит к следующему выражению:

$$T_2(\tau) = T_2 - (\bar{T}_2 - T_{2н}) \exp[-(1 + \alpha_0 + j_0)\tau/\tau_\tau], \quad (19)$$

$$\alpha_0 = \frac{\alpha_c S_c}{\alpha S}; \quad j_0 = \frac{\tau_{\text{инд}}^{-1} c_{p2} \rho_2}{\alpha S}; \quad \tau_\tau = \frac{c_{p2} \rho_2^0 (1 - m)}{\alpha S}.$$

Изменение температуры газообразной фазы в период тепловой релаксации определяется уравнением

$$\rho_1 c_{p1} \frac{dT_1}{d\tau} = -\alpha S (T_1 - T_2), \quad (20)$$

интегрирование которого приводит с учетом соотношения (19) к следующему выражению:

$$T_1''(\tau) = c' \exp(-c_{21} \rho_{21} - \tau/\tau_\tau) + \bar{T}_2 - (\bar{T}_2 - T_{2н}) \lambda (\lambda - 1)^{-1} \times \\ \times \exp[-(1 + \alpha_0 + j_0)\tau/\tau_\tau], \quad (21)$$

где

$$c' = \exp(c_{21} \rho_{21} \tau_{\text{инд}}/\tau_\tau) \{T_{1\text{max}} - \bar{T}_2 + (T_2 - T_{2н}) \lambda (\lambda - 1)^{-1} \times \\ \times \exp[-(1 + \alpha_0 + j_0)\tau_{\text{инд}}/\tau_\tau]\}; \\ \lambda = c_{21} \rho_{21} / (1 + \alpha_0 + j_0); \quad c_{21} = c_{p2}/c_{p1}; \quad \rho_{21} = \rho_2/\rho_1;$$

$T_{1\text{max}}$  — максимальная температура газа в пузырьках. Используя выражение (17) и соотношения для  $T_1'(\tau)$  и  $T_1''(\tau)$ , найдем среднюю температуру газовой фазы

$$\bar{T}_1 = AT_{2н} + BT_{1\text{max}} + CT_c, \quad (22)$$

где

$$A = \psi^{-1} [j_0 (\bar{\Omega}^{-1} - fb) + (1 + \alpha_0 + j_0) (1 - ae^{-\omega/\varepsilon})]; \\ B = \psi^{-1} [(1 + \alpha_0 + j_0) be^{-\omega}]; \quad C = \psi^{-1} \alpha_0 (\bar{\Omega}^{-1} - fb); \\ \psi = \varepsilon^{-1} (\alpha_0 + j_0) + 1 + fb; \quad f = e^{-\omega} - \varepsilon e^{-\omega/\varepsilon}; \\ a = \bar{\Omega} (1 + \bar{\Omega})^{-1}; \quad b = (1 + \bar{\Omega}) (\lambda + \bar{\Omega})^{-1}; \quad \varepsilon = \bar{\Omega} (\lambda + \bar{\Omega})^{-1}; \\ \bar{\Omega} = \Omega (1 + \alpha_0 + j_0)^{-1}; \quad \Omega = \tau_\tau/\tau_1; \quad \omega = \tau_{\text{инд}}/\tau_1.$$

Для определения максимальной температуры газовой фазы  $T_{1\text{max}}$  воспользуемся уравнениями материального и теплового баланса для оди-

<sup>2</sup> Наряду с принятой аппроксимацией  $T_1'(\tau)$  возможны и другие, например,  $T_1'(\tau) = T_{1н}$ ,  $T_1'(\tau) = T_{1н} + W(T_{1н})\tau$ .

ночного пузырька

$$(\rho_n)_a \frac{d\eta}{d\tau} = \mu W, \quad (23)$$

$$\rho_1 c_{p1} \frac{dT_1}{d\tau} = q_T W - \alpha S (T_1 - T_2), \quad (24)$$

проинтегрировав которые, получим

$$T_{1\max} - T_{1н} = \frac{(\rho_n)_a q_T}{\rho_1 c_{p1}} \eta - \frac{\alpha S}{\rho_1 c_{p1}} \int_0^{\tau_{\text{инд}}} (T_1 - T_2) d\tau. \quad (25)$$

Члены выражения (25) отражают соответственно изменение температуры, адиабатический разогрев парогазовой смеси и теплопотери в окружающую жидкость в период индукции. Считая, что при воспламенении парогазовой смеси (при  $\tau = \tau_{\text{инд}}$ ) происходит практически полное выгорание газообразного окислителя, положим в (25)  $\eta = 1$ . В этом случае уравнение (25) определяет зависимость максимальной температуры газовой фазы от величины теплопотерь в жидкость в индукционный период. Учтем далее, что при  $0 < \tau < \tau_{\text{инд}}$  интенсивность повышения температуры мала и что при  $\tau = 0$   $T_1 = T_2$ , и вычислим интеграл, входящий в правую часть (25). Разложим  $T_1(\tau)$  в ряд Тейлора в окрестности  $\tau = 0$  и ограничимся первыми членами разложения, тогда получим  $T_1 = T_{1н} + \left(\frac{dT_1}{d\tau}\right)_0 d\tau$ . Определив из (24) производную  $\left(\frac{dT_1}{d\tau}\right)_0 = \frac{q_T}{\rho_1 c_{p1}} W(T_{1н})$ , найдем

$$T_1 = T_{1н} + \frac{q_T}{\rho_1 c_{p1}} W(T_{1н}) d\tau \approx T_2 + \frac{q_T}{\rho_1 c_{p1}} W(T_{1н}) \tau,$$

$$\int_0^{\tau_{\text{инд}}} (T_1 - T_2) d\tau \approx \frac{q_T}{\rho_1 c_{p1}} W(T_{1н}) \frac{\tau_{\text{инд}}^2}{2}.$$

При  $W = (\rho_n)_a k_0 f(\eta) \exp(-E/RT_1)$  ( $k_0$ ,  $E$  — кинетические коэффициенты,  $f(\eta)$  — функция концентрации:  $f(\eta) = 1$  при  $\tau \leq \tau_{\text{инд}}$ ,  $f(\eta) = 0$  при  $\tau > \tau_{\text{инд}}$ ), уравнение (25) перепишем так:

$$T_{1\max} - T_{1н} = \frac{q_T (\rho_n)_a}{\rho_1 c_{p1} \mu} \gamma, \quad (26)$$

$$\gamma = 1 - \frac{\mu}{2} \frac{\alpha^2}{\kappa \Omega} \lambda, \quad F = 1 + \alpha_0 + j_0,$$

$$\kappa = \tau_k / \tau_1, \quad \tau_k = 1/k_0 \exp(ET_{1н}/R).$$

Преобразуя с помощью (13) выражение (16), получим

$$Q_2 = NT_1 - M, \quad (27)$$

$$N = \rho_1 c_{p1} \tau_*^{-1} + \rho_2 c_{p2} \tau_*^{-1} \beta'_1 + \alpha_c S_c \beta'_1,$$

$$M = \rho_1 c_{p1} T_{1н} \tau_*^{-1} + \rho_2 c_{p2} \tau_*^{-1} \beta'_2 + \alpha_c S_c \beta'_2 + \alpha_c S_c T_c - \alpha_c S_c T_{2н},$$

$$\beta'_1 = \frac{\alpha S}{\alpha S + \rho_2 c_{p2} j + \alpha_c S_c}, \quad \beta'_2 = T_{2н} - \frac{\rho_2 c_{p2} j T_{2н} + \alpha_c S_c T_c}{\alpha S + \rho_2 c_{p2} j + \alpha_c S_c}.$$

**Анализ решения.** Соотношения (13), (15), (22), (25) позволяют установить зависимость функции тепловыделения  $\dot{Q}$  от начальной температуры реагирующих компонентов, содержания окислителя, интенсивности межфазного теплообмена, температуры стенок реактора и других параметров. Расчетное выражение для функции теплоотвода находится из (22) и (27).

В соответствии с (15) представим среднюю скорость реакции в виде

$$\bar{W} = \int_0^{\infty} \varphi(\tau) W(\tau) d\tau = \int_0^{\infty} \varphi(\tau) (\rho_n)_a k_0 f(\eta) \exp[-E/RT_1(\tau)] d\tau.$$

При вычислении последнего интеграла следует воспользоваться выражениями (19), (21), определяющими изменение температуры парогазовой смеси. Более простые результаты могут быть получены при допущении о протекании активированной химической реакции, когда допустимо представление:  $W = A' \delta(\tau - \tau_{инд})$ ,  $A' = \int_0^{\infty} W(\tau) d\tau$ ,  $\delta$  — дельта-функция. Получаем

$$Q_1 = \frac{q_T(\rho_H)_a}{\mu \tau_1} \exp(-\omega). \quad (28)$$

Стационарным состояниям реактора отвечает равенство  $Q_1 = Q_2$ , которое при подстановке выражений (16), (22), (26) и (28) примет вид

$$\bar{\Omega} e^{-\omega} = B\gamma \left( \bar{\Omega} \sigma + \frac{F-1}{F} \lambda \right) + \Theta \left[ C \left( \bar{\Omega} \sigma + \frac{F-1}{F} \lambda \right) - \frac{\alpha_0}{F} \lambda \right], \quad (29)$$

$$\Theta = (T_c - T_{1н}) \frac{c_{p1} \rho_1 \mu}{q_T (\rho_H)_a}, \quad \sigma = \tau_1 / \tau_*$$

Уравнение (29) содержит параметры:  $-\omega$ ,  $\bar{\Omega}$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$ ,  $\alpha_0$ ,  $j_0$ ,  $\sigma$ ,  $\Theta$ , отражающие гидродинамические, тепловые и кинетические факторы. Решение (29) может быть представлено в виде 56 пространственных или 28 плоских диаграмм, связывающих любые три (для плоских — два) параметра при фиксированных значениях остальных. В частном случае, когда начальная температура жидкого реагента и температура стенок реактора равны и  $\sigma = 1$ , (29) заметно упрощается и принимает следующий вид:

$$j + \frac{\omega^2}{\bar{\Omega}^2} \frac{\lambda}{\kappa} \frac{\mu}{2} \left( \bar{\Omega} + \frac{F-1}{F} \lambda \right) - \frac{1-\lambda}{1+\bar{\Omega}} = 0, \quad \bar{\kappa} = \kappa/F. \quad (30)$$

Из (30) следует, что при  $\Theta = 0$  пространство  $\omega - \bar{\Omega} - \lambda$ , в котором могут реализоваться стационарные состояния, ограничено предельной плоскостью  $\lambda = 1$  (рис. 3). Действительно, так как  $\omega > 0$ ,  $\bar{\Omega} > 0$ ,  $\lambda > 0$ ,  $\bar{\kappa} > 0$ ,  $F > 0$ , то при любых значениях этих параметров первые два члена в (30) положительные, и, следовательно, параметр  $\lambda$  не может быть больше единицы. С физической стороны ограниченность величины  $\lambda$  объясняется тем, что ее изменение влияет на соотношение между количеством теплоты, затрачиваемой на разогрев пузырьковой среды, и количеством теплоты, компенсирующей потери, связанные с теплоотдачей в стенки и конвективным переносом. Рост  $\lambda$  (снижение теплопотерь) ведет к прогрессивному разогреву системы, препятствующему установлению стационарного режима. Наряду с этим увеличение  $\lambda$  может быть обусловлено ростом массовой теплоемкости среды при неизменной ин-

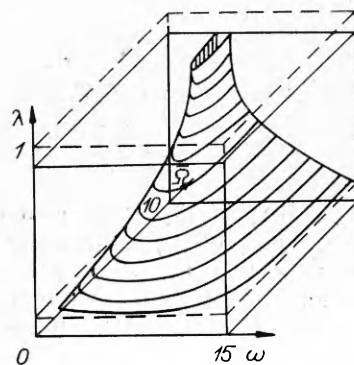


Рис. 3. Поверхность стационарных состояний ( $\lambda < 1$  — область стационарных режимов;  $\lambda > 1$  — область нестационарных состояний).

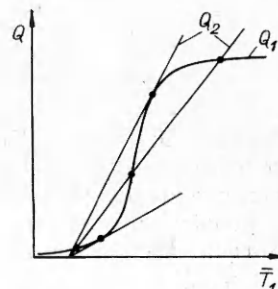


Рис. 4. Зависимости  $Q_1(\bar{T}_1)$  и  $Q_2(\bar{T}_1)$ .

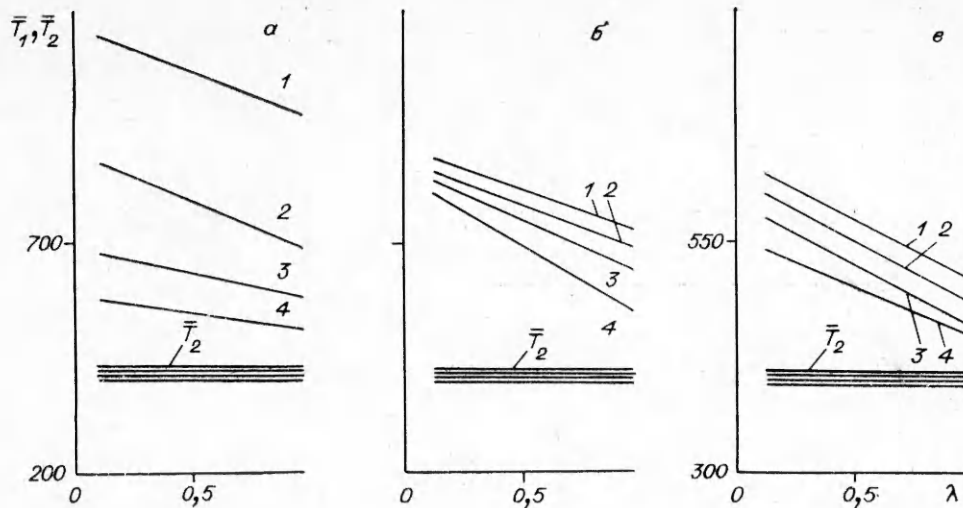


Рис. 5. Зависимости  $\bar{T}_1(\lambda)$  и  $\bar{T}_2(\lambda)$ .

$a - \omega = 1$  (1), 1,5 (2), 2 (3) и 2,5 (4),  $\bar{\Omega} = 1,5$ ,  $F = 10^3$ ,  $\bar{\kappa} = 10$ ,  $\Theta = 0$ ;  $b - \bar{\Omega} = 0,5$  (1), 1 (2), 1,5 (3) и 2 (4),  $\omega = 1,5$ ,  $F = 10^3$ ,  $\bar{\kappa} = 10$ ,  $\Theta = 0$ ;  $c - F = 140$  (1), 230 (2), 410 (3) и 500 (4),  $\bar{\Omega} = 1$ ,  $\omega = 2,5$ ,  $\bar{\kappa} = 10$ ,  $\Theta = 0$ .

тенсивности теплопотерь. В этом случае большим  $\lambda$  отвечают низкие температуры, при которых не реализуются стационарные состояния. В общем случае  $\Theta \neq 0$ , когда уравнение теплового баланса пузырькового реактора принимает вид (29), пространство стационарных состояний  $\omega - \bar{\Omega} - \lambda$  ограничено предельной плоскостью  $\lambda = \lambda(\Theta, F, \alpha_0)$ .

Характер кривых  $Q_1(T_1)$  показан на рис. 4. На графике нанесена также зависимость  $Q_2(\bar{T}_1)$ , определяемая уравнением (27). Видно, что кривые тепловыделения имеют характерный S-образный вид и в общем случае пересекаются с кривыми  $Q_2(T_1)$  в трех точках, отвечающих низкотемпературным, промежуточным (неустойчивым) и высокотемпературным состояниям. Точки касания соответствуют критическим режимам, которые можно трактовать как воспламенение и потухание пузырькового реактора.

Влияние ряда параметров на температуры жидкой и газообразной фаз иллюстрирует рис. 5, где видно, что увеличение  $\lambda$  приводит к монотонному, практически линейному падению температуры обеих фаз. Это объясняется повышением объемной теплоемкости системы при неизменной интенсивности тепловыделения ( $\omega = \text{const}$ ). Рост  $\omega$  и  $F$  сопровождается снижением  $\bar{T}_1$  и  $\bar{T}_2$ , тогда как повышение  $\bar{\Omega}$  ведет к возрастанию температур обеих фаз. Существенно, что при принятых значениях параметров, характерных для процессов с достаточно большой интенсивностью конвективного теплопереноса ( $F > 10^2$ ), температура жидкого реагента слабо зависит от  $\lambda$ , тогда как температура парогазовой смеси заметно изменяется вместе с  $\lambda$ . Параметры  $\omega$ ,  $F$  и  $\bar{\Omega}$  слабо влияют на температуру жидкого реагента, которая весьма консервативна по отношению к изменению основных параметров процесса.

Зависимость температуры парогазовой смеси от параметра  $\omega$ , характеризующего интенсивность тепловыделения, показана на рис. 6. При  $0,5 < \omega < 9,5$  семейство кривых  $\bar{T}_1(\omega, \lambda)$  может быть аппроксимировано зависимостью  $\bar{T}_1 = a(\lambda) + b(\lambda)/\omega$ . В соответствии с этим выражению функции тепловыделения можно придать вид

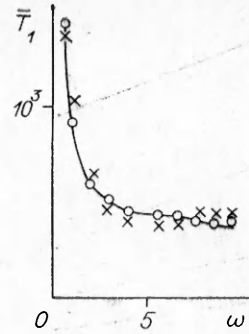
$$Q_1 = \frac{q_T(\rho_H)a}{\mu\tau_1} \exp\left(-\frac{1}{\beta_1\bar{T}_1 - \beta_2}\right), \quad (31)$$

$\beta_1 = 1/b(\lambda)$ ,  $\beta_2 = a(\lambda)/b(\lambda)$ . Используя выражения (27), (31) найдем значение критической температуры. После решения системы уравнений



Рис. 6. Зависимость  $\bar{T}_1(\omega)$  при  $\lambda = 0,5$ ,  $F = 10^3$ ,  $\Theta = 0$ ,  $\bar{\kappa} = 50$ ,  $\bar{\Omega} = 1,51$ .

× — расчетные точки зависимости; ○ — точки аппроксимации.



$Q_1(\bar{T}_1) = Q_2(\bar{T}_2)$ ,  $Q_1'(\bar{T}_1) = Q_2'(\bar{T}_2)$  (дифференцирование проводится по переменной  $T_1$ ) получим

$$\bar{T}_{кр} = \frac{1}{2} \left( \frac{2\beta_2 + 1}{\beta_1} \right) \left[ 1 \pm \sqrt{1 - 4\beta_1 \frac{N\beta_2^2 + \beta_1 M}{N(2\beta_1 + 1)^2}} \right]. \quad (32)$$

На рис. 7 показана кривая стационарных состояний  $\omega(\Omega)$ , рассчитанная для  $F = 201$ ,  $\bar{\kappa} = 20$ ,  $\Theta = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\lambda = 0,06$ , на которой отмечены критические точки. На графике обращает внимание наличие на высокотемпературной ветви зависимости  $\omega(\Omega)$  минимума, отвечающего режиму максимального тепловыделения. Такой характер кривой  $\omega(\Omega)$  определяет принципиальную возможность реализации в высокотемпературной области устойчивых состояний с одинаковой интенсивностью тепловыделения при различных  $\Omega$ . Последнее достигается одновременным изменением двух или более параметров, регулирующих интенсивности конвективного переноса, межфазного теплообмена и теплоотдачи в стенке реактора. Так, в частности, при переходе от режима максимальной интенсивности тепловыделения к режиму  $\omega'(\Omega')$  следует уменьшить, а при переходе к режиму  $\omega''(\Omega'')$  увеличить интенсивность конвективного теплопереноса или теплоотдачи в стенки в соответствии с условием  $F = \text{const}$ . В этом случае интенсивности тепловыделения в первом и во втором состояниях будут одинаковыми при  $\Omega' \neq \Omega''$ .

Вид кривых  $\omega(\Omega)$ , отвечающих стационарным решениям уравнения (29) при различных значениях  $\bar{\kappa}$  и  $F = \text{const}$ ,  $\lambda = \text{const}$ ,  $\Theta = \text{const}$ , показан на рис. 8. Здесь отмечены точки, отвечающие воспламенению и потуханию пузырькового реактора. Они отделяют участки, соответствующие стационарным высокотемпературным ( $a - b$ ), низкотемпературным ( $c - d$ ) и промежуточным ( $b - c$ ) состояниям. Кривые критических состояний разграничивают параметрическую плоскость  $\omega - \Omega$  на ряд областей, отвечающих высокотемпературным (I), низкотемпературным (II)

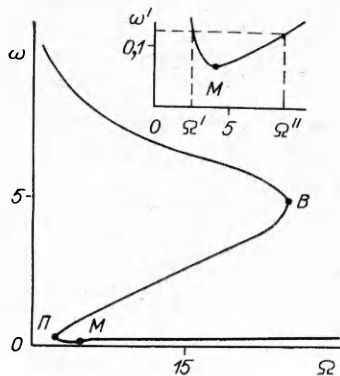


Рис. 7. Кривая стационарных состояний ( $B$  — воспламенение,  $\Pi$  — потухание,  $M$  — точка минимума).

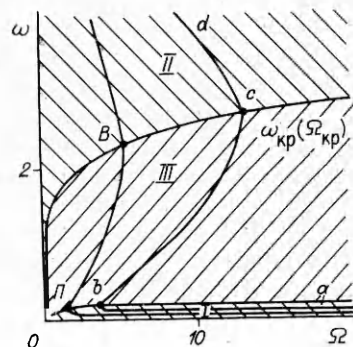


Рис. 8. Зависимость  $\omega(\Omega)$  при  $\bar{\kappa} = 20$  (I) и 8 (II),  $F = 201$ ,  $\lambda = 0,06$ ,  $\Theta = 9 \cdot 10^{-4}$ .

Рис. 9. Кривые стационарных состояний.

$\alpha - \Theta = 3,5 \cdot 10^{-3}$  (1),  $9 \cdot 10^{-4}$  (2),  $4 \cdot 10^{-4}$  (3),  $5 \times 10^{-5}$  (4),  $F = 201$ ,  $\bar{\kappa} = 20$ ,  $\lambda = 0,06$ ,  $\sigma = 1$ ;  $\beta - \bar{\kappa} = 20$  (1), 16 (2), 12 (3), 8 (4),  $F = 201$ ,  $\Theta = 9 \cdot 10^{-4}$ ,  $\lambda = 0,06$ ,  $\sigma = 1$ ;  $\varepsilon - \lambda = 0,06$  (1), 0,08 (2), 0,1 (3), 0,16 (4),  $\bar{\kappa} = 20$ ,  $F = 201$ ,  $\Theta = 9 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma = 1$ ;  $\varepsilon - \sigma = 2$  (1), 1,5 (2), 1,1 (3), 1 (4),  $\bar{\kappa} = 20$ ,  $F = 201$ ,  $\Theta = 9 \cdot 10^{-4}$ ,  $\lambda = 0,06$ .

и промежуточным (III) неустойчивым режимам. Из диаграммы видно, что уменьшение параметра  $\kappa$  (повышение реакционной способности парогазовой смеси) ведет к расширению области устойчивых состояний.

Расчеты показывают, что уменьшение  $F$  (снижение интенсивности конвективного теплопереноса или теплоотдачи в стенки) заметно расширяет области промежуточных состояний. Это объясняется тем, что при неизменной интенсивности межфазного теплообмена с уменьшением  $F$  изменяется и соотношение между временами тепловой релаксации и пребывания пузырьков в реакторе. При достаточно малых  $F$  (большие  $\Omega$ ), когда время тепловой релаксации намного превышает время пребывания, горячие пузырьки лишь частично отдают тепло жидкости и соответственно холодным пузырькам, что затрудняет установление теплового равновесия. При больших  $F$  (малые  $\Omega$ ) выделяющаяся при горении парогазовой смеси теплота быстро прогревает жидкость, что способствует установлению теплового равновесия.

Влияние параметров  $\Theta$ ,  $\sigma$ ,  $\lambda$  и  $\kappa$  на характер и положение кривых  $\omega(\Omega)$  в параметрической плоскости  $\omega - \Omega$  иллюстрирует рис. 9. Из графика видно, что эти параметры оказывают заметное влияние на интенсивность тепловыделения и температуру, отвечающим воспламенению, и практически не сказываются на интенсивности тепловыделения и температуре в режиме потухания.

Приведенные выше результаты отвечают горению пузырьков сред с малой теплопроводностью жидкого реагента. При больших  $\lambda_2$  естественно полагать температуру жидкого реагента одинаковой во всем объеме реактора. В этом случае пузырьковую среду можно представить в виде совокупности жидкого одотемпературного континуума с температурой, определяемой соотношением (13), и газообразных континуумов, имеющих различные температуры. В рамках такой модели общий подход к описанию теплового режима пузыркового реактора идеального смешения сохраняется таким же, как при горении жидкостей с малой теплопроводностью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сухов Г. С., Ярин Л. П. Волна горения в пузырьковых средах // Докл. АН СССР.— 1981.— 256, № 2.
2. Сухов Г. С., Ярин Л. П. Закономерности горения пузырьковых сред // ФГВ.— 1981.— 19, № 3.
3. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
4. Вулис Л. А. Тепловой режим горения.— М.: Л., 1954.

г. Ухта

Поступила в редакцию 23/1 1989,  
после доработки — 8/1 1990

