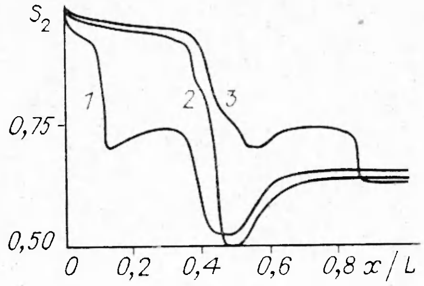


Рис. 5. Динамика заполнения порового объема за очагом водой при $t_{js} < t < t_{j+1}$, $tt_0^{-1}=242{,}1(1)$, $249{,}4$ (2), $256{,}1$ (3), $\alpha = 2{,}8 \times \times 10^{-2}$ и $t_0 = 1{,}6 \cdot 10^5$ с.

реакции, обусловленных термокинетическими и конвективными условиями [3—5]. Очаг будет устойчив к циклу подачи при $x_c > L_c$, если в (4) положить $W = 0$, что соответствует постоянному водовоздушному отношению при непрерывной подаче флюидов. Рис. 4 иллюстрирует переход от термогидродинамически устойчивого циклического режима к «колебательному» с увеличивающимся во времени водовоздушным отношением.

Отметим одну особенность в распределении насыщенностей фаз за очагом при $x_c < L_c$. После нагнетания порции воздуха $\bar{S}_{2*} \approx 0{,}7 \div 0{,}75$[1]. Последующее нагнетание воды приводит к практически поршневому вытеснению воздуха из приграничной области вначале и плавному изменению насыщенности при $S_2 \approx 0{,}95$ (см. рис. 5). Во избежание такого режима, когда очаг обгоняет передний фронт нагнетаемых порций воды, при определении X_i по (4) необходимо задавать $S_w \geqslant 1 - \bar{S}_{2*}$. Величина $S_{w*} \approx 0{,}25$— естественный нижний предел устойчивости циклического режима. На это указывает и характер кривых устойчивости па рис. 3 при малых S. Обе кривые обрываются снизу при некоторых значениях S, ниже которых обнаружить устойчивый режим по результатам численных расчетов не удалось.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Богданов И. И.** Закономерности распространения очага внутрипластового горения при порционной подаче воды и воздуха в пласт // ФГВ.— 1988.— **24**, № 4.— С. 64.
2. **Внутрипластовое** горение с заводнением при разработке нефтяных месторождений.— М.: Недра, 1974.
3. **Богопольский А. О., Шарифов Я. А.** О движении фронта горения нефти в пористой среде // ФГВ.— 1976.— **12**, № 1.— С. 9.
4. **Федотов С. П., Михайлова П. А.** // ИФЖ.— 1988.— **50**, № 5.— С. 767.
5. **Алдушин А. П., Каспарян С. Г.** Устойчивость стационарных волн фильтрационного горения // ФГВ.— 1981.— **17**, № 6.— С. 37.
6. **Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М.** Движение жидкостей и газов в природных средах.— М.: Недра, 1984.
7. **Gottfried B. S.** // SPE J.— 1965.— 5, N 3.— P. 196.
8. **Богданов И. И., Чудов Л. А.** Динамика многофазных сред.— Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1983.

г. Москва *Поступила в редакцию 3/X 1989*

УДК 534.222

Н. А. Королева, С. П. Федотов

АВТОКОЛЕБАНИЯ ОГРАНИЧЕННОГО ОБЪЕМА РЕАГИРУЮЩЕЙ ГАЗОВЗВЕСИ

Рассмотрена задача о поведении слабонелинейных акустических возмущений в ограниченном объеме горящей газовзвеси. Получены уравнения для определения значений установившихся амплитуд колебаний. Подробно обсужден вопрос о влия-

[1] Величина $\bar{S}_{2*}$ зависит от фазовых проницаемостей $\varphi_{2,3}$. В данном случае использовались φ_i, предложенные в [7].

нии дисперсии, вызванной нестационарным динамическим и тепловым взаимодействием фаз газовзвеси, на нелинейное взаимодействие стоячих волн.

В рамках модели взаимодействующих взаимопроникающих континуумов изучается поведение слабонелинейных акустических возмущений в ограниченном объеме химически реагирующей двухфазной смеси монодисперсных твердых частиц в газообразном окислителе. При определенных условиях в таких средах имеет место эффект волновой неустойчивости, т. е. увеличение амплитуды звуковой волны [1]. В результате развития неустойчивости возможно формирование и установление в замкнутом объеме стационарных стоячих волн конечной амплитуды, образующихся вследствие перекачки энергии от неустойчивых в линейном приближении мод к затухающим при их нелинейном взаимодействии.

С целью изучения таких автоколебаний система законов сохранения массы, энергии и импульса для обеих фаз сведена к единственному нелинейному волновому уравнению. Показано, что зависимость скорости звука от частоты приводит к ограничению перекачки энергии вверх по спектру и тем самым к увеличению амплитуд первых обертонов. Проведенное исследование обобщило результаты, полученные в [1], и методически примыкает к [2, 3].

Постановка задачи

Рассмотрим акустические колебания смеси из взвешенных в газообразном окислителе твердых частиц одинакового радиуса a в канале конечной длины l. Предполагая, что на расстояниях порядка длины волны содержится достаточное количество частиц, будем описывать процессы колебания в смеси методами механики сплошной среды. Пренебрегаем диссипацией звуковых волн, обусловленной вязкостью и теплопроводностью в объеме газа. Выбирая для анализа химическую реакцию, протекающую в чисто гетерогенном режиме без изменения молярного содержания ($\mathrm{A} + \mathrm{B} = \mathrm{AB}$), запишем систему уравнений движения двухфазной смеси в виде [4, 5]

$$\frac{\partial(\varepsilon d_0)}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon d_0 u)}{\partial x} = -\mathrm{I}, \quad \frac{\partial(\rho d_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho d_1 v)}{\partial x} = \mathrm{I},$$

$$\frac{\partial(\varepsilon n_0)}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon n_0 u)}{\partial x} = -\mathrm{I}_0, \quad \rho = 1 - \varepsilon, \quad d_0 = n_0 + n_1,$$

$$\varepsilon d_0\left(\frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x}\right)u = -\frac{\partial p}{\partial x} - f + \mathrm{I}(u - v),$$

$$\rho d_1\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial x}\right)v = f, \quad p = R_0 n_0 T_0 + R_1 n_1 T_0, \tag{1}$$

$$\varepsilon d_0 c_V\left(\frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x}\right)T_0 + p\frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon u + \rho v) = Q_0 - \frac{p}{d_0}\mathrm{I}\left(1 - \frac{d_0}{d_1}\right) +$$

$$+ f(u - v) - \mathrm{I}\frac{(v-u)^2}{2} + \alpha(T_* - T_0), \quad \mathrm{I} = -(g-1)\mathrm{I}_0,$$

$$\rho d_1 c_1\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial x}\right)T_1 = Q_1, \quad Q_0 - Q_1 = L\mathrm{I}_0.$$

Здесь p, T_0 — средние давления и температура смеси окислителя и продукта реакции; T_* — температура окружающей среды; α — эффективный коэффициент теплообмена; d_0, d_1 и u, v — плотности и средние скорости несущего газа и частиц соответственно; ρ — объемная концентрация частиц; n_0 и n_1 — плотности окислителя и продукта реакции; T_1 — средняя температура частиц; L — тепловой эффект реакции; g — отношение молекулярных весов продукта реакции и окислителя; c_V — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме; c_1 — удельная теплоемкость материала частиц.

Стационарное состояние, в котором взвесь считается неподвижной ($u = v = 0$), достигается при равенстве тепловыделения за счет химической реакции теплоотводу через стенки канала, т. е. $Q_0 = \alpha(T_0 - T_*)$.

При анализе волновых движений двухфазной реагирующей смеси система уравнений (1) может быть замкнута следующими выражениями для потоков тепла Q_0, Q_1, потока окислителя I_0 и силы межфазового взаимодействия f [1]:

$$f = \frac{\rho d_1}{\tau_d}(u - v), \quad \tau_d = \frac{2a^2 d_1}{9\nu_0 d_0},$$

$$Q_0' = \frac{3\rho\lambda_0}{a^2}(T_1' - T_0'), \quad \frac{dT_1'}{dt} = \frac{T_0' - (1 - p_*)T_1'}{\tau_t}, \tag{2}$$

$$I_0' = \frac{3\rho\lambda_0 p_*}{a^2 L} T_1', \quad p_* = \frac{E}{RT_{01}^2}(T_{01} - T_0), \quad \tau_t = \frac{a^2 d_1 c_1}{3\lambda_0},$$

где штрих означает потоки, возмущенные волной; λ_0 — коэффициент теплопроводности несущего газа; T_{01} — стационарное распределение температуры в окрестности частицы; E — энергия активации; R — газовая постоянная; T_0', T_1' — соответственно возмущенные звуковой волной температуры в газе и внутри частицы. Данные выражения получены для сильно разбавленной газовзвеси ($\rho \ll 1$) в случае квазистационарного обтекания частиц.

Пусть плотность окислителя n_0 не изменяется в течении времени порядка периода волны, т. е. $\tau_п\omega \gg 1$. Здесь $\tau_п = a^2(1 + x_1)/3\rho D x_1$, а x_1 — параметр, характеризующий отношение скорости химической реакции к скорости подвода окислителя к поверхности частицы диффузией. В кинетическом режиме горения $x_1 = az\exp(-E/RT)/D \ll 1$.

Линейный анализ

Поведение акустических колебаний в инертной или химически реагирующей газовзвеси зависит от процессов динамического и теплового взаимодействия между фазами. Эти явления вызывают диссипацию энергии волны и дисперсию ее фазовой скорости. В работе [1] проведен анализ волновых возмущений в предельной ситуации: $\tau_d\omega \sim \tau_t\omega \ll 1$, где τ_d и τ_t — соответственно времена динамической и тепловой релаксации. Но влияние обмена теплом и импульсом наиболее сильно сказывается на характер распространения акустических волн при условии: $\tau_d\omega \sim \tau_t\omega \sim 1$. В статье исследование звуковых колебаний распространяется на случай $\tau_d\omega \sim \tau_t\omega \lesssim 10$.

Предположим, что времена нагрева газа $\tau_к$ теплом химической реакции и массообмена τ_j удовлетворяют следующему неравенству:

$$\tau_j\omega \gg \tau_к\omega \gg 0,$$

$$\tau_к = \frac{a^2 d_0 c_V (1 - p_*)}{3\rho\lambda_0 p_*}, \quad \tau_j = \frac{a^2 L d_0 (1 - p_*)}{3\rho\lambda_0 (g - 1) T_0 p_*}.$$

Характерные времена $\tau_к$ и τ_t связаны между собой соотношением

$$\tau_t = p_*(1 - p_*)^{-1}\Lambda_t\tau_к, \quad \Lambda_t = \rho\frac{d_1 c_1}{d_0 c_V}.$$

Соответствующее линеаризованной системе (1), (2) дисперсионное соотношение имеет вид

$$(kc_0)^2 = \omega^2\gamma(1 + \Lambda_d - i\tau_d\omega)(1 - i\tau_d\omega)^{-1}B(\omega), \tag{3}$$

$$c_0^2 = \gamma R T_0, \quad \gamma = c_p/c_V, \quad \Lambda_d = \rho\frac{d_1}{d_0},$$

где k — волновое число, в общем случае комплексное; ω — действительная частота; c_0 — «замороженная» скорость звука. Для кинетического режима химической реакции

$$B=\left[1+\frac{\Lambda_t-i\tau_t\omega}{1-p_*}+(i\tau_\text{к}\omega)^{-1}\right]\left[\gamma+\frac{\Lambda_t-i\gamma\tau_t\omega}{1-p_*}+(i\tau_\text{к}\omega)^{-1}\right]^{-1}.$$

Анализ дисперсионного соотношения (3) показал, что имеет место длинноволновая неустойчивость, т. е. существует критическое значение частоты ω_* такое, что волны с частотой $\omega<\omega_*$ возрастают по амплитуде. Данное явление объясняется тем, что накачка энергии к волне за счет химической реакции превышает диссипацию, вызываемую несовпадением средних скоростей и температур фаз.

Автоколебания

Ограничимся квадратичным приближением, т. е. в уравнениях, описывающих движение двухфазной смеси, сохраним лишь линейные и квадратичные члены по возмущениям. Предположим, что нелинейность, диссипация и накачка энергии к волне мало влияют на амплитуду стоячих волн. При принятом допущении из (1), (2) следуют нелинейное волновое уравнение для колебаний давления

$$\frac{\partial^2\hat{p}}{\partial\tau^2}-\frac{\partial^2\hat{p}}{\partial y^2}=\frac{1}{2}\left[(\gamma-1)\frac{\partial^2\hat{p}^2}{\partial\tau^2}+\frac{\partial^2\hat{u}^2}{\partial\tau^2}+\frac{\partial^2\hat{u}^2}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\hat{p}^2}{\partial y^2}\right]+\alpha_1\hat{p}-\alpha_2\frac{\partial\hat{p}}{\partial\tau}-$$

$$-\alpha_3e^{-\sigma_t(1-p_*)\tau}\int_1^\tau e^{\sigma_t(1-p_*)\tau}\hat{p}\,d\tau+\alpha_4e^{-\sigma_d\tau}\int_0^\tau e^{\sigma_d\tau}\frac{\partial\hat{p}}{\partial\tau}\,d\tau \qquad (4)$$

и дифференциальная связь между $\hat{p}$ и $\hat{u}$

$$\partial\hat{p}/\partial\tau=-\partial\hat{u}/\partial y.$$

Здесь введены следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\tau=\frac{c_*t}{l},\quad y=\frac{x}{l},\quad \hat{p}=\frac{(1+\Lambda_t)(1+\Lambda_d)}{\gamma+\Lambda_t}\frac{p'}{p},\quad \hat{u}=\frac{u'}{c_*},$$

$$\alpha_1=\Lambda_t\sigma_t^2,\quad \alpha_2=\Lambda_t\sigma_t+\Lambda_d\sigma_d,\quad \alpha_3=\Lambda_t\sigma_t^3(1-p_*),$$

$$\alpha_4=\Lambda_d\sigma_d^2,\quad \sigma_t=\frac{l}{c_*\tau_t},\quad \sigma_d=\frac{l}{c_*\tau_d}.$$

Правая часть (4) характеризует нелинейность гидродинамической системы и неконсервативность колебаний.

Для линейной консервативной системы вместо (4) имеем обычное волновое уравнение

$$\frac{\partial^2\hat{p}}{\partial\tau^2}-\frac{\partial^2\hat{p}}{\partial y^2}=0, \qquad (5)$$

решение которого в ограниченном объеме представимо в виде суммы стоячих волн

$$\hat{p}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\Phi_ne^{-i\omega_n\tau}\cos(k_{|n|}y+\varphi_{|n|}),\quad \Phi_n^*=\Phi_{-n},\quad -\omega_n=\omega_{-n},\quad \omega_n^2=k_n^2,$$

где Φ_n — произвольная амплитуда; ω_n — собственная частота моды колебаний с номером n; φ_n — фаза.

Заметим, что правая часть (4) имеет более высокий порядок малости, чем левая. Поэтому будем искать решение (4) в виде ряда по собственным модам порождающего линейного консервативного уравнения, считая, что в результате нелинейного взаимодействия, диссипации и накачки энергии амплитуды стоячих волн есть медленно меняющиеся функции времени [1, 2]

$$\hat{p} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n(\mu\tau)\, e^{-i\omega_n\tau} \cos(k_{|n|}y + \varphi_{|n|}), \quad \mu \ll 1,$$

$$\hat{u} = i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{sgn}(n)\, \Phi_n(\mu\tau)\, e^{-i\omega_n\tau} \sin(k_{|n|}y + \varphi_{|n|}).$$

Подставляя эти выражения в (4), получаем

$$\sum_{n=1}^{\infty} \omega_n \left(\frac{dF_n}{d\tau} - (\gamma_n - i(\delta_n + \varepsilon_n))\, F_n\right) e^{-i\omega_n\tau} \cos\chi_n =$$

$$= -\frac{1}{8} i\gamma \sum_{n,m=1}^{\infty} \left[(\omega_m + \omega_n)^2 F_n F_m e^{-i(\omega_n+\omega_m)\tau} \cos(\chi_n + \chi_m) + \right.$$

$$\left. + (\omega_m - \omega_n)^2 F_m F_n^* e^{-i(\omega_m-\omega_n)\tau} \cos(\chi_m - \chi_n)\right]. \tag{6}$$

Здесь

$$\omega_n = k_n = \pi n + \varepsilon_n; \quad \chi_n = \pi n y + \Psi_n; \quad \Psi_n = \varepsilon_n y + \varphi_n;$$

$$F_n = \Phi_n e^{-i\varepsilon_n\tau}; \quad \gamma_n = \frac{1}{2}\left(\frac{\Lambda_t\sigma_t^3(1-p_*)}{\sigma_t^2(1-p_*)^2 + \omega_n^2} + \frac{\Lambda_d\sigma_d^3}{\sigma_d^2 + \omega_n^2} - \Lambda_d\sigma_d - \Lambda_t\sigma_t\right);$$

$$\delta_n = \frac{1}{2}\left(\frac{\Lambda_t\sigma_t^4(1-p_*)^2}{\omega_n\left(\sigma_t^2(1-p_*)^2 + \omega_n^2\right)} - \frac{\Lambda_t\sigma_t^2}{\omega_n} - \frac{\Lambda_d\sigma_d^2\omega_n}{\sigma_d^2 + \omega_n^2}\right).$$

Считаем, что торцы объема близки к акустически закрытым, т. е. $|\varphi_n| \ll 1$ и $|\varepsilon_n| \ll 1$. Тогда (6) можно свести к бесконечной системе дифференциальных уравнений для комплексных амплитуд

$$\frac{dF_n}{d\tau} - (\gamma_n - i(\delta_n + \varepsilon_n))\, F_n = -\frac{i\gamma\pi n}{8}\left\{2\sum_{m=1}^{\infty} F_{m+n}F_m^* + \sum_{m=1}^{n} F_m F_{n-m}\right\},$$

$$n = 1, 2, 3, \ldots. \tag{7}$$

Введем в рассмотрение действительные амплитуды и фазы, т. е. положим $F_n = p_n e^{i\theta_n}$ ($n = 1, 2, \ldots$), где p_n — амплитуда, θ_n — фаза. Отделяя действительные и мнимые части в (7), получим систему уравнений, описывающую модель нелинейного взаимодействия стоячих волн в квадратичном приближении

$$\frac{dp_n}{d\tau} = \gamma_n p_n + \frac{\gamma\pi n}{8}\left\{2\sum_{m=1}^{\infty} p_{n+m}p_m \sin(\theta_{m+n} - \theta_m - \theta_n) - \right.$$

$$\left. - \sum_{m=1}^{n} p_m p_{n-m} \sin(\theta_n - \theta_m - \theta_{n-m})\right\},$$

$$p_n \frac{d\theta_n}{d\tau} = -(\delta_n + \varepsilon_n)\, p_n - \frac{\gamma\pi n}{8}\left\{2\sum_{m=1}^{\infty} p_{n+m}p_m \cos(\theta_{m+n} - \theta_m - \theta_n) - \right.$$

$$\left. - \sum_{m=1}^{n} p_m p_{n-m} \cos(\theta_n - \theta_m - \theta_{n-m})\right\}, \tag{8}$$

$$n = 1, 2, 3, \ldots.$$

Ниже ограничимся случаем взаимодействия четырех мод колебаний ($n = 1, 2, 3, 4$). Необходимым условием существования установившихся амплитуд звуковых волн, отличных от нуля, является наличие хотя бы одной моды, неустойчивой в линейном приближении, и хотя бы одной моды, затухающей по данному приближению, т. е. в наборе γ_n $(n = 1, 2, 3, 4)$ должны содержаться величины разных знаков. Рассмотрим случай неглубокого захода в область неустойчивости ($\gamma_1 > 0$, $\gamma_2 < 0$, $|\gamma_1| \ll 1$), когда увеличивается амплитуда только основного тона, тогда как остальные обертоны затухают вследствие своей большей частоты колебаний. Стационарное решение (8) находится из системы нелинейных алгебраических уравнений относительно p_n и Δ_n

$$\gamma_n p_n + \frac{\gamma\pi n}{8}\left\{2\sum_{m=1}^{4-n} p_{n+m}p_m \sin\Delta_{mn} - \sum_{m=1}^{n} p_m p_{n-m}\sin\Delta_{(n-m)m}\right\} = 0, \tag{9}$$

$$g_{k+1} - g_k - g_1 = 0,\ \ k = 1, 2, 3,\ \ g_4 - 2g_2 = 0;$$

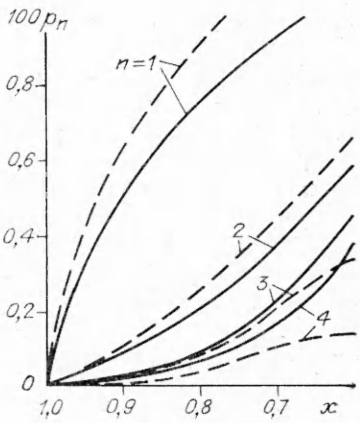
$$g_n = -(\delta_n + \varepsilon_n) - \frac{\gamma\pi n}{8}\left\{2\sum_{m=1}^{4-n}\frac{p_{n+m}p_m}{p_n}\sin\Delta_{mn} - \sum_{m=1}^{n}\frac{p_m p_{n-m}}{p_n}\sin\Delta_{(n-m)m}\right\} = 0,$$

$$\Delta_k = \theta_{k+1} - \theta_k - \theta_1\ \ (k = 1,\ 2,\ 3),\ \Delta_4 = \theta_4 - 2\theta_2.$$

С помощью метода Зейделя находим значения установившихся амплитуд колебаний при учете и без учета дисперсии. Поведение p_n $(n = 1, 2, 3, 4)$ в зависимости от удаления от границы устойчивости представлено на рисунке $\left(x = \pi^2/\omega_*^2,\ \omega_*^2 = \sigma_t^2 p_*(1 - p_*)/(2 - p_*)\right)$. Сплошные кривые отвечают случаю, когда сдвиги фаз $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = \Delta_4 = \pi/2$, штриховые — отражают влияние дисперсионных эффектов на нелинейное взаимодействие стоячих волн [1]. Из рисунка видно, что дисперсия, вызванная несовпадением средних температур и скоростей фаз газовзвеси, приводит к увеличению амплитуд первых обертонов и уменьшению амплитуд последующих гармоник.

Таким образом, данная работа обобщает результаты [1] на ситуацию, когда динамическое и тепловое взаимодействие между фазами определяет не только диссипацию энергии звуковой волны, но и дисперсию фазовой скорости звука. Как показал анализ волнового уравнения (4), учет распределенной дисперсии приводит к значительным изменениям амплитуд автоколебаний в сравнении с бездисперсионным случаем, рассмотренным в [1].

В заключение отметим, что теория, развитая выше, представляет непосредственный практический интерес в связи с проблемами вибрационного горения, так как определение значений амплитуд стоячих волн, самовозбуждающихся в промышленных топках, различных камерах сгорания может быть осуществлено только в рамках нелинейной теории.



Значения амплитуд стоячих волн p_n в зависимости от удаления от границы устойчивости при следующих значениях параметров: $p_* = 0{,}2$, $\Lambda_d = 0{,}01$, $\gamma = 1{,}35$, $c_l/c_V = 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Буевич Ю. А., Федотов С. П.** Неустойчивость акустических волн в химически реагирующих газовзвесях // ФГВ.— 1985.— 21, № 5.— С. 64.
2. **Артамонов К. И., Воробьев А. П.** Нелинейная стабилизация неустойчивых акустических колебаний в ограниченной газовыделяющей среде // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1978.— № 6.— С. 34.

3. **Артамонов К. И.** Термодинамическая устойчивость.— М.: Машиностроение, 1982.
4. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
5. **Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И.** Горение смесей газа с частицами // ПМТФ.— 1971.— № 4.— С. 19.

г. Свердловск *Поступила в редакцию 19/I 1989, после доработки — 4/XII 1989*

УДК 536.46 + 661.665.2.046.4

Е. А. Левашов, Ю. В. Богатов, А. А. Миловидов

МАКРОКИНЕТИКА И МЕХАНИЗМ СВС-ПРОЦЕССА В СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ ТИТАН — УГЛЕРОД

Рассмотрена макрокинетика СВС-систем на основе карбида титана. Использован метод высокочастотной киносъемки, позволивший наблюдать процессы формирования реакционной поверхности и химического реагирования. Механизм горения существенно зависит от удельной поверхности используемого углеродного материала. В случае низкоактивной сажи с удельной поверхностью $S = 10 \div 20$ м²/г зарегистрированы стадии формирования реакционной поверхности и основного химического взаимодействия. В случае высокоактивной сажи с $S = 50 \div 100$ м²/г в зоне прогрева не обнаружено областей капиллярного растекания металлов. Распространение волны горения лимитируется при этом капиллярным растеканием.

В настоящее время сложились несколько противоречивые представления о протекании физико-химических процессов в ведущей зоне волны горения. Так, в [1—4] указывалось, что в зоне прогрева происходит плавление частиц легкоплавкого реагента (титана), его капиллярное растекание по поверхности тугоплавкой сажи с параллельным и последовательным реагированием и образованием карбида титана. В зависимости от размера частиц титана возможен либо диффузионный, либо капиллярный режим горения [2].

В [5] предложен новый механизм реагирования при горении СВС-систем рассматриваемого типа. Методами синхронного излучения на рентгеновском дифрактометре выявлены элементарные процессы, происходящие при плавлении частицы металла-реагента на подложке графита. Жидкий компонент по поверхности графита не растекался. Расплав сразу же образует промежуточные продукты, разделяющие реагенты, а капиллярное растекание происходит по расстилающемуся «ковру» из первичных продуктов, т. е. идет одновременно с экзотермическим реагированием. Указанный механизм переносится на реальные СВС-композиции и делается вывод о ведущей стадии горения, коей является образование первичных продуктов в тонком приповерхностном слое частиц тугоплавкого реагента. Данный механизм позволяет сделать вывод, что нельзя разделять постадийно процессы капиллярного растекания и основного химического реагирования.

Однако, несмотря на высокую информативность метода синхротронного излучения, описанная в [5] методика эксперимента имеет некоторые недостатки, не позволяющие однозначно перенести все выводы модели на реальные СВС-системы. Отметим основные из них: скорость нагрева частицы электронным пучком может быть отлична от скорости нагрева частицы в волне горения реальных СВС-систем; в качестве углеродной подложки используется не сажа, а графит со значительно меньшей реакционной способностью и с адгезией по отношению к расплавам Ti и других металлов [6]; не учитывалось влияние интенсивного газовыделения, играющего в реальных СВС-процессах важную роль как при подготовке исходных компонентов к реакции, так и при протекании самой реакции; степень разрешения метода (10^{-3} с) не дает возможности наблюдать стадию капиллярного растекания Ti по саже с характерным временем $\tau_к = 10^{-4}$ с и стадию реакционной диффузии с $\tau_р =$