

Здесь $Ei(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^x}{x} dx$ — интегральная показательная функция, $x < 0$ (при $v < 0$);

если $v > 0$ (соответственно $x > 0$), то вместо $Ei(x)$ следует взять модифицированную интегральную показательную функцию $\bar{Ei}(x)$.

На рис. 2 построены графики функции $\bar{y} = \sqrt{\sigma_m(v)/\sigma_m(0)}$ для $m = 0; 2; 4$ и дано сравнение с результатами численного решения задачи (3) — (5), показывающее хорошее согласие (погрешность не превышает $\sim 8\%$).

Поступила в редакцию 8/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов. Теория безгазового горения. Препринт ОИХФ АН СССР. Черногоровка, 1973.
2. Б. И. Хайкин. — В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1975.
3. Н. П. Новиков, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. Там же.
4. У. Д. Верягин, В. П. Маширев и др. Термодинамические свойства неорганических веществ. Справочник. М.: Атомиздат, 1965.
5. А. Ф. Чудновский. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М.: Физматгиз, 1962.
6. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1966, 1, 1, 47.
7. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1972, 5, 106.
8. А. А. Зенин, А. Г. Мержанов, Г. А. Нерсисян. Исследование структуры тепловой волны в СВС-процессах на примере синтеза боридов. Препринт ОИХФ АН СССР. Черногоровка, 1980.
9. Н. Н. Бахмац, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
10. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
11. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 1.
12. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 1.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПТЕРЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА-ОКИСЛИТЕЛЯ

О. С. Рабинович, И. Г. Гуревич

(Минск)

При вынужденной фильтрации через пористую среду газа, содержащего химически активный по отношению к конденсированной фазе компонент, в последней возможно распространение различных по структуре волн экзотермической реакции [1, 2]. Сложность происходящих при этом процессов побуждает при их описании к тем или иным приближениям и допущениям, среди которых едва ли не первым является допущение об адиабатичности системы. Вместе с тем реальные условия осуществления фильтрационного горения всегда сопряжены с теплотерями. В работах [3—5] показано, что во многих процессах (встречная и спутная волны с естественной фильтрацией окислителя, фильтрационное горение диссоциирующих систем и др.) влияние теплотерей на их макрокинетические характеристики очень велико и оказывается более сложным, чем при медленном горении газовых смесей [6].

Настоящая работа продолжает и развивает эти исследования в приложении к технологически важным режимам фильтрационного горения при вынужденной фильтрации газа.

Рассматриваются встречный и спутный инверсионный режимы фильтрационного горения. Такое ограничение в постановке задачи связано с тем, что только эти режимы позволяют удовлетворить важному для многих технологических процессов требованию: провести их при температу-

рах, значительно более низких, чем термодинамически равновесная температура реакции между окислителем и конденсированной фазой¹.

Предполагается, что диффузионное число Пекле $Pe_D = vL_p/D \gg 1$, что позволяет пренебречь диффузионной составляющей потока окислителя (v — скорость фильтрации; L_p — ширина зоны реакции; D — эффективный коэффициент диффузии окислителя). Далее считается, что теплоемкости всех компонентов реакции и теплопроводность системы постоянны, тепловой эффект реакции не зависит от температуры, скорость фильтрации много больше скорости распространения волны реакции, размер пористого образца в направлении фильтрации много больше размеров зон реакции и прогрева, перепад давления газа на образце мал по сравнению с величиной давления p на входе в него, начальная глубина превращения пористой среды равняется нулю.

Кинетика реакции в общем случае описывается выражением вида $W = k \exp[-E/RT] f(\eta) p_1^n$, где W — скорость реакции; k — предэкспонент; p_1 — парциальное давление окислителя; n — порядок реакции; η — глубина превращения пористой среды; $f(\eta)$ — функция торможения реакции продуктом; остальные обозначения — стандартные.

Так же как и в [4] (при исследовании влияния теплотерь на горение твердофазных гетерогенных систем), в рассматриваемой задаче используется одномерное приближение, подразумевающее небольшие перепады температуры по перпендикулярному к направлению фильтрации сечению пористого образца и слабое искривление фронта реакции.

Вклад теплотерь в общий баланс энергии при такой постановке задачи учитывается простым изменением в системе уравнений [2, 3, 7, 8]: добавлением в правую часть уравнения энергии члена $\alpha(T - T_0)$, где α — эффективный коэффициент теплообмена; T — усредненная по сечению образца температура; T_0 — температура окружающей среды и входящего в систему газа.

В безразмерных переменных тепломассоперенос в стационарной волне горения при сделанных допущениях описывается следующей совокупностью дифференциальных уравнений и интегральных соотношений (система координат движется с фронтом реакции):

$$\frac{d\Theta}{d\tilde{x}} = Z, \quad (1)$$

$$\frac{dZ}{d\tilde{x}} = \gamma \left[\tilde{v}_0 \left(1 - \xi_0 + \xi_0 \frac{1-s}{2} \cdot \frac{\xi_0^s p_1}{\xi_0^s p_2} \right) - s\tilde{u} \right] Z - \varphi(\Theta, \eta, \tilde{\xi}) + \kappa(\Theta - \Theta_0), \quad (2)$$

$$\frac{d\tilde{\eta}}{d\tilde{x}} = -\frac{\varphi(\Theta, \eta, \tilde{\xi})}{\tilde{u}}, \quad (3)$$

$$\tilde{v}_0 \tilde{\xi}_0 \xi_* = \delta \eta_{\kappa} \tilde{u}, \quad (4)$$

$$\tilde{\xi} = \frac{\tilde{\eta}}{\xi_* \left[\tilde{\eta} + \eta_{\kappa} \left(\frac{1}{\xi_0} - 1 \right) \right]}, \quad (5)$$

где $\varphi(\Theta, \eta, \tilde{\xi}) = f(\eta) \tilde{\xi}^n \exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)]$. Граничные условия

$$\tilde{x} \rightarrow -\infty: \Theta = \Theta_0, \tilde{\xi} = \xi_0, \tilde{\eta} = \eta_{\kappa}, Z = 0, \quad (6)$$

$$\tilde{x} \rightarrow +\infty: \Theta = \Theta_0, \tilde{\xi} = 0, \tilde{\eta} = 0, Z = 0. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что рассматриваются режимы без проскока окислителя через зону реакции. В (1)–(7) использованы следующие обозначения. Безразмерные переменные: температура $\Theta = \frac{E}{RT_*} (T - T_*)$,

$\Theta_0 = \frac{E}{RT_*} (T_0 - T_*)$; координата $\tilde{x} = x/x_*$; концентрация окислителя $\tilde{\xi} =$

¹ В этом смысле и используется термин «низкотемпературные» волны.

$= \tilde{\xi}/\xi_*$; глубина превращения конденсированной фазы $\tilde{\eta} = \eta$ — для спутной волны ($s = 1$) и $\tilde{\eta} = \eta_k - \eta$ — для встречной волны ($s = -1$) (здесь $\xi = c_1/(c_1 + c_2)$, $\eta = (c_3^0 - c_3)/c_3^0$, η_k — конечная глубина превращения; c_j — молярная концентрация j -го компонента системы; индексы 1, 2, 3 относятся к окислителю, инерту, исходному веществу соответственно, индекс 0 — к исходным параметрам системы). Безразмерные параметры: $\gamma = \frac{RT_*^2}{E} \cdot \frac{c_{p3}^0}{Q}$; $\beta = \frac{RT_*}{E}$; $\delta = \mu \frac{c_{p2}^0}{c_{p3}^0}$; скорость фильтрации $\tilde{v}_0 = v_0/v_*$; скорость волны горения $\tilde{u} = u/u_*$; коэффициент теплопотерь $\kappa = \alpha\gamma t/c_3^0 c_{p3}^0$ (здесь c_{pj}^0 — молярные теплоемкости, v_0 — линейная скорость фильтрации газа, Q — тепловой эффект реакции на моль исходного пористого вещества, μ — стехиометрический коэффициент реакции по окислителю).
Масштабы обезразмеривания

$$x_*^2 = a\gamma t_*, \quad u_*^2 = a\gamma/t_*,$$

$$v_* = u_* \frac{c_3^0 c_{p3}^0 RT_0}{p_* c_{p2}^0}, \quad t_* = \frac{1}{k (p_* \xi_*)^n \exp[-E/RT_*]},$$

$$\xi_* = \delta \left[s - \frac{1}{\gamma \Theta_0} + \delta \left(1 - \frac{1-s}{2} \cdot \frac{c_{p1}^0}{c_{p2}^0} \right) \right]^{-1}$$

(здесь $a = \lambda_0/c_3^0 c_{p3}^0$ — эффективный коэффициент температуропроводности системы).

Указанный масштаб концентрации ξ_* выбирается равным такой исходной концентрации окислителя ξ_0 , которая обеспечивает конечную глубину превращения $\eta_k = 1$ при температуре в волне реакции $T_\Gamma = T_*$ и отсутствии теплопотерь в системе. Действительно, при $\kappa = 0$ первый интеграл уравнения (2) с учетом (1), (3) и (4) имеет вид

$$\gamma \left[\frac{\delta \eta_k \tilde{u}}{\xi_* \xi_0} \left(1 - \xi_* + \xi_* \frac{1-s}{2} \cdot \frac{c_{p1}^0}{c_{p2}^0} \right) - s \tilde{u} \right] (\Theta_\Gamma - \Theta_0) - \tilde{u} \xi_0 = 0. \quad (8)$$

Полагая в (8) $\eta_k = 1$, $\xi_0 = 1$ и $\Theta_\Gamma = 0$, получаем приведенное выше выражение для масштаба концентрации ξ_* .

Следует отметить, что выбор T_* и T_0 однозначно определяет значение ξ_* (при заданных E, Q, c_{pj}^0), которое не зависит от таких кинетических параметров, как k, n , вида функции $f(\eta)$. Что же касается выбора характерной температуры T_* , то ее удобно принять равной оптимальной для данного технологического процесса (оптимальной, например, по отношению к требованиям производительности целевого продукта и замораживания конкурирующих побочных реакций).

Параметры волны фильтрационного горения ($\eta_k, \tilde{u}, \Theta_\Gamma$) в зависимости от входных параметров системы ($\tilde{v}_0, \xi_0, \Theta_0$) находились в результате численного решения уравнений (1)–(5). Для того, чтобы численное интегрирование выполнить на ограниченном отрезке, граничные условия (6) и (7) заменялись асимптотическими решениями (1)–(3) при $\Theta \rightarrow \Theta_0$. Так как при температурах, близких к Θ_0 , $\varphi \rightarrow 0$, асимптотические величины потоков, температур и глубины превращения удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\tilde{x} \rightarrow -\infty: Z = \sigma_-(\Theta - \Theta_0), \quad \tilde{\eta} = \eta_k, \quad (9)$$

$$\tilde{x} \rightarrow +\infty: Z = \sigma_+(\Theta - \Theta_0), \quad \tilde{\eta} = 0, \quad (10)$$

где σ_\pm — решение уравнения $\sigma^2 - F\sigma - \kappa = 0$, в котором

$$F = \gamma \left[\tilde{v}_0 \left(1 - \xi_0 + \xi_0 \frac{1-s}{2} \cdot \frac{c_{p1}^0}{c_{p2}^0} \right) - s \tilde{u} \right].$$

При некотором значении η_k и \tilde{u} , определенном из уравнения (4), система дифференциальных уравнений интегрировалась с соответствующими начальными условиями:

$$\tilde{x} = 0, \Theta = \Theta_0 + 0,2, Z = 0,2\sigma_-, \tilde{\eta} = \eta_k$$

(очевидно, что начало координат может быть выбрано произвольно). Интегрирование велось до полного расходования окислителя ($\tilde{\xi} = 0, \tilde{\eta} = 0$), после чего вычислялась невязка с решением (10), справедливым в рассматриваемом здесь случае постоянных теплоемкостей для всей области, где отсутствует окислитель ($\tilde{\xi} = 0$). Искомые значения η_k и \tilde{u} определялись в итерационном процессе по методу Ньютона, сводившем указанную невязку к нулю.

Из соображений удобства результаты расчетов по параметрам \tilde{u} и \tilde{v}_0 представляются для отношений \tilde{u}/\hat{u} и \tilde{v}_0/\hat{v}_0 , где $\hat{u} = \sqrt{2}$, а $\hat{v}_0 = \delta \sqrt{2}/\xi_*$ — параметры волны горения при $\tilde{\xi}_0 = 1, \eta_k = 1, \Theta_r = 0$, полученные из приближенного решения соответствующей задачи для реакции нулевого порядка в отсутствие теплопотерь [1, 2]: $u\eta_k = \sqrt{2}u_* = \sqrt{2}a\gamma/t_*$.

Основными «управляющими» параметрами процессов фильтрационного горения с вынужденной фильтрацией газа являются скорость фильтрации \tilde{v}_0 , концентрация окислителя $\tilde{\xi}_0$, входная температура газа Θ_0 и коэффициент теплопотерь κ . Такие же параметры, как $\gamma, \beta, \delta, c_{p1}^0/c_{p2}^0, n, f(\eta)$, характеризуют свойства конкретной системы, конкретной реакции и считаются для них постоянными. В работе проводились численные расчеты низкотемпературных спутной инверсной и встречной волн горения с теплопотерями при следующих значениях безразмерных параметров: $\gamma = 1/300, \beta = 0,04, \Theta_0 = -10, \delta = 1, c_{p1}^0/c_{p2}^0 = 1, n = 0, f(\eta) = 1$.

Результаты расчетов представлены в виде зависимостей выходных характеристик волны горения от скорости фильтрации газа при фиксированных значениях остальных параметров системы. Анализ полученных зависимостей, частично изображенных на рис. 1—3, позволяет сделать следующие выводы.

Спутная инверсная волна горения. Прежде всего следует отметить появление в рассматриваемом режиме горения при $\kappa > 0$ ранее не отмечавшейся в теоретических работах и не наблюдавшейся экспериментально ветви решений для малых скоростей фильтрации, которая при $\kappa \rightarrow 0$ вырождается в ось ординат на графике $\eta_k(\tilde{v}_0)$ рис. 1, а. Эта «низкоскоростная» ветвь характеризуется возрастающей зависимостью η_k и убывающей \tilde{u} от \tilde{v}_0 . Ее область существования ограничена слева значением скорости фильтрации $\tilde{v}_{0 \min}$ (своей для каждого κ и тем большей, чем больше теплопотери). Далее, существует диапазон значений коэффициента теплопотерь $0 < \kappa < \kappa_{кр1}$, для которых область существования рассматриваемой ветви ограничена справа значением скорости фильтрации, при котором конечная глубина превращения становится равной единице. При этих же значениях κ область «высокоскоростной» ветви решения с $\eta_k < 1$ ограничена слева таким же условием так, что на оси скоростей фильтрации имеется отрезок, где существует решение для спутной инверсной волны с полным превращением. По мере роста коэффициента теплопотерь этот отрезок сужается и при $\kappa = \kappa_{кр1}$ исчезает, а обе ветви непрерывно переходят друг в друга. При $\kappa > \kappa_{кр1}$ зависимости $\eta_k(\tilde{v}_0)$ и $\tilde{u}(\tilde{v}_0)$ имеют экстремумы (соответственно максимум и минимум).

Заметим, что при выбранном масштабе изображения результатов расчета области существования имеющих физический смысл решений на графиках рис. 1, б и особенно рис. 1, в следует различать с помощью рис. 1, г (это же замечание относится и к рассматриваемому ниже рис. 3). Детальные расчеты «низкоскоростной» ветви стационарной спутной инверсной волны фильтрационного горения показали наличие в этой области второго решения (см. рис. 2). В то время как первое решение этой

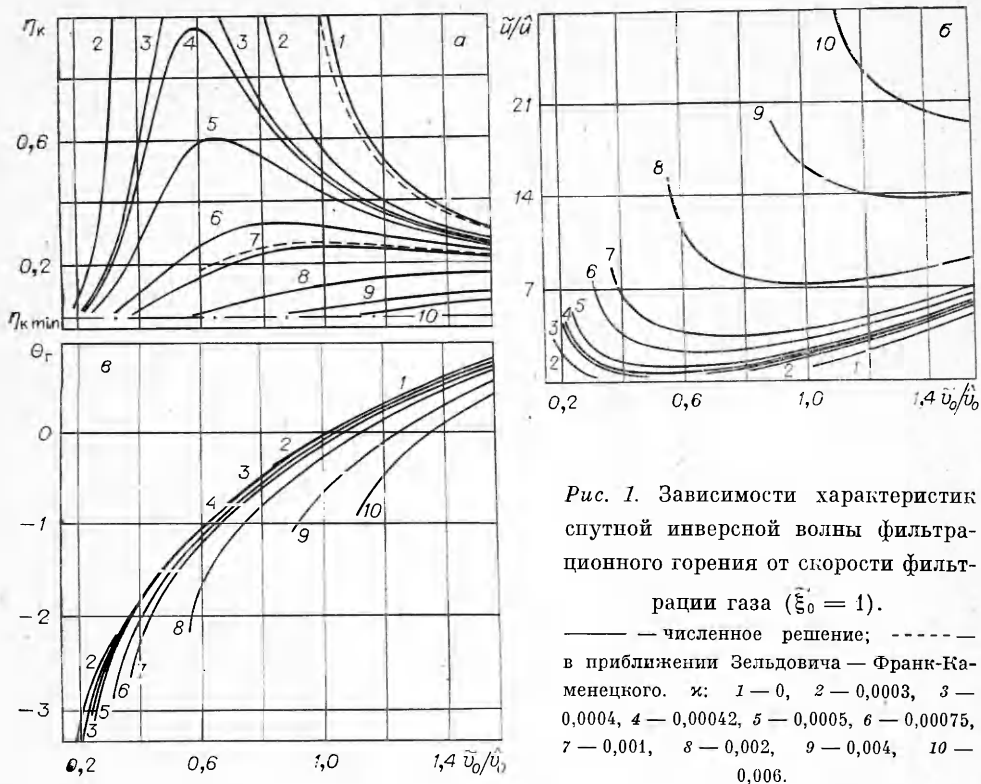


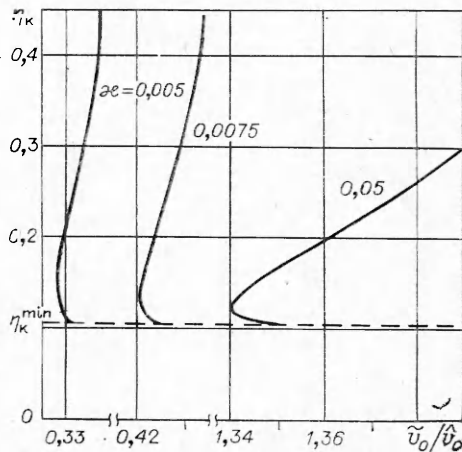
Рис. 1. Зависимости характеристик спутной инверсной волны фильтрационного горения от скорости фильтрации газа ($\xi_0 = 1$).

— численное решение; - - - - - в приближении Зельдовича — Франк-Каменецкого. κ : 1 — 0, 2 — 0,0003, 3 — 0,0004, 4 — 0,00042, 5 — 0,0005, 6 — 0,00075, 7 — 0,001, 8 — 0,002, 9 — 0,004, 10 — 0,006.

ветви при $\kappa \rightarrow 0$ переходит в вырожденное решение задачи без теплотерь ($\tilde{v}_0 = 0, \tilde{u} = 0$), второе решение в рассматриваемом пределе вообще не имеет физического смысла, так как соответствует бесконечно большой температуре. Хотя вопрос об устойчивости волн фильтрационного горения с теплотерями требует специального исследования, по аналогии с горением газовых и твердофазных гетерогенных систем, можно ожидать, что устойчивыми являются лишь решения, непрерывно переходящие при $\kappa \rightarrow 0$ в устойчивые решения без теплотерь. Поэтому второе решение «низкоскоростной» ветви далее не рассматривается.

Восстановление теплового баланса в спутной инверсной волне горения при росте коэффициента теплотерь и заданных исходных параметрах $\tilde{v}_0, \xi_0, \Theta_0$ происходит как за счет снижения теплоотода из зоны реакции (следствие понижения температуры горения — рис. 1, в), так и за счет тепла, вносимого в зону реакции прогретым пористым скелетом, что обеспечивается увеличением скорости распространения волны (см. рис. 1, б). Последнее сопровождается падением глубины превращения обрабатываемого материала (см. рис. 1, а). Ее минимальное значение $\eta_{k \min} = \xi_0 / (1 - \xi_0) \delta$ соответствует равенству $\tilde{u} = \tilde{v}_0 (1 - \xi_0)$. В отсутствие теплотерь сближение скоростей распространения волн реакции и теплового возмущения ($\tilde{u} \rightarrow \tilde{u}_T = -\tilde{v}_T (1 - \xi_0)$) означает, что температура горения стремится к бесконечности, т. е. имеет место своеобразный

Рис. 2. Зависимость конечной глубины превращения пористого материала в режиме спутной инверсной волны от скорости фильтрации газа ($\xi_0 = 3$).



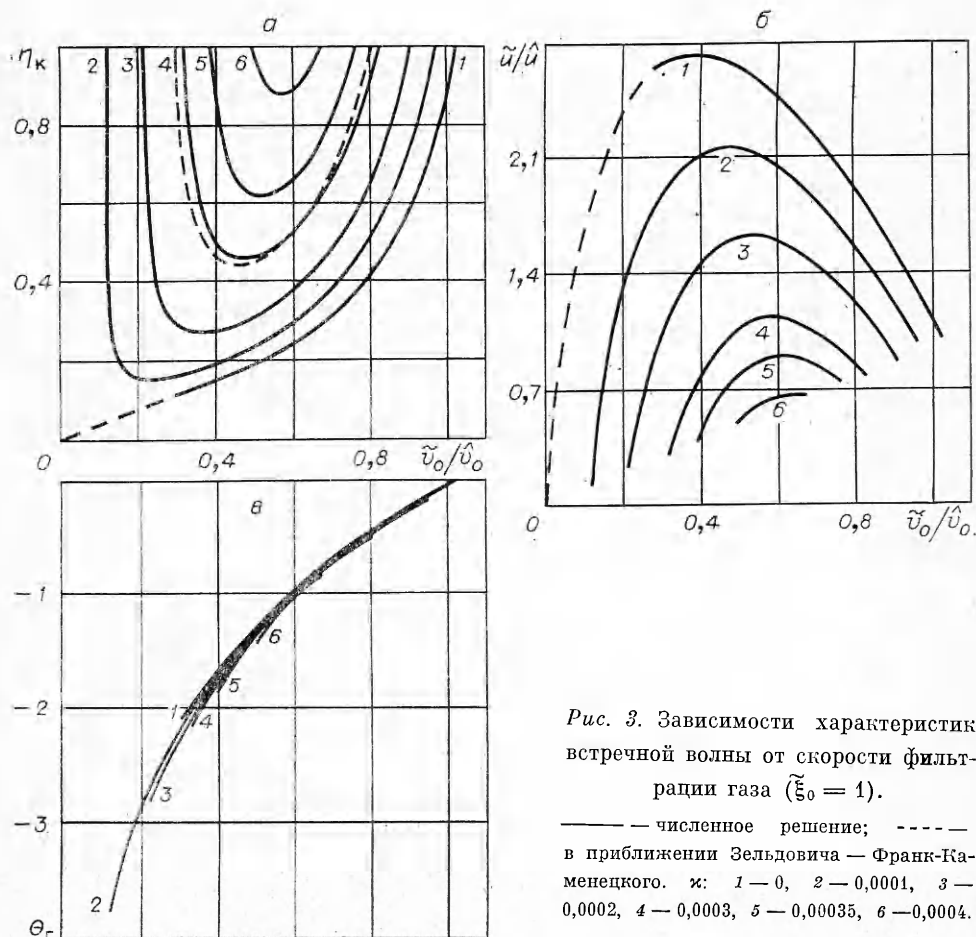


Рис. 3. Зависимости характеристик встречной волны от скорости фильтрации газа ($\xi_0 = 1$).

«резонанс». Дальнейшее увеличение скорости волны горения должно приводить к переходу к нормальной структуре фронта и установлению конечной температуры горения. Таким образом, при достижении некоторого значения $\kappa_{кр2}$ (своего для каждой скорости \tilde{v}_0) даже в «резонансном» режиме теплотери будут превосходить тепловыделения, определяемые потоком окислителя и произойдет срыв стационарного распространения процесса.

Точка срыва на графике $\eta_k(\tilde{v}_0)$ соответствует левой границе «низкоскоростной» ветви решения и близка при принятых значениях параметров системы к линии $\eta_k = \eta_{k \min}$, с которой практически сливается упоминавшееся выше второе решение.

Встречная волна фильтрационного горения. В режиме встречной волны (см. рис. 3) при $\kappa > 0$ также появляется новая «низкоскоростная» ветвь решения, характеризующаяся уже падающей зависимостью $\eta_k(\tilde{v}_0)$ и возрастающей зависимостью $\tilde{u}(\tilde{v}_0)$. Как и в случае спутной волны, при $\kappa \rightarrow 0$ эта ветвь стремится к вырожденному решению с нулевой скоростью фильтрации. Однако двухзначных решений в этом случае не обнаружено.

Область существования решения при заданном уровне теплотери и постоянных значениях $\tilde{\xi}_0$, Θ_0 ограничена скоростями фильтрации, при которых конечная глубина превращения достигает своего предельного значения ($\eta_k = 1$). В этом диапазоне скоростей зависимости $\eta_k(\tilde{v}_0)$ и $\tilde{u}(\tilde{v}_0)$ имеют экстремумы (соответственно минимум и максимум). С ростом теплотери указанная область существования встречных волн (по \tilde{v}_0) уменьшается и стягивается в точку. Это означает, что для рассматриваемого режима (в отличие от спутного) существует некоторое максимальное

значение коэффициента теплопотерь $\kappa_{кр}$, превышение которого исключает возможность существования стационарного физического решения ($\eta_k \leq 1$) при любой скорости фильтрации. Эта величина $\kappa_{кр}$ значительно меньше $\kappa_{кр2}$ для спутной инверсной волны при скоростях фильтрации $\tilde{v}_0/\hat{v}_0 \sim 1$ и примерно равна $\kappa_{кр1}$ для нее же. Что же касается условий срыва стационарного горения, то они в данном режиме при заданной скорости фильтрации характеризуются уже максимально возможной глубиной превращения ($\eta_k = 1$) и соответствующим ей некоторым максимальным значением коэффициента теплопотерь $\kappa \leq \kappa_{кр}$, превышение которого приводит к лишним физическому смыслу решениям задачи ($\eta_k > 1$). Этот результат может рассматриваться как косвенное доказательство отсутствия двухзначного решения для режима встречной волны, поскольку в случае спутной волны условие срыва горения характеризуется переходом в область значений κ , для которых отсутствует уже математическое решение.

Во встречной волне восстановление теплового баланса при росте коэффициента теплопотерь происходит при небольшом спаде температуры горения, главным образом за счет уменьшения скорости распространения волны. Такая особенность связана с тем, что в рассматриваемом режиме зона реакции охлаждается, отдавая тепло «набегающему» на нее со скоростью u холодному исходному веществу. Уменьшение скорости волны горения, естественно, сопровождается ростом конечной глубины превращения, которая достигает своего максимального значения уже при сравнительно небольших значениях κ .

Необходимо отметить, что установленный выше диапазон скоростей фильтрации газа, где при заданной величине коэффициента теплопотерь κ существует решение спутной инверсной волны фильтрационного горения с $\eta_k = 1$, оказывается частично разрешенным для существования встречной волны при том же значении κ . При сопоставлении рис. 1 и 3 следует иметь в виду, что вследствие различия масштабов концентраций ξ_* для спутной и встречной волн приведенные на них графики соответствуют разным значениям относительных концентраций окислителя и масштабам по оси скоростей фильтрации. Более детальное рассмотрение соотношения областей существования указанных волн (по входным параметрам системы \tilde{v}_0 и ξ_0) требует дополнительного изучения.

Изменение концентрации окислителя, сохраняя общий вид зависимостей η_k , \tilde{u} , Θ_r от \tilde{v}_0 , оказывает различное количественное воздействие на характерные для них величины. Так, изменение ξ_0 от 0,75 до 1,25 увеличивает $\kappa_{кр1}$ и $\kappa_{кр}$ приблизительно на два порядка, а соответствующие им значения скорости фильтрации — на порядок. Величины же $\kappa_{кр2}$ для каждой \tilde{v}_0 меняются при этом более слабо.

Из проведенного анализа следует, что влияние теплопотерь на распространение волн фильтрационного горения с вынужденной фильтрацией газа носит более сложный характер, в сравнении с медленным горением классических газовых систем [6]. Причина этого заключается в наличии дополнительных факторов теплообмена волны горения с фильтруемым газом и возможности режимов с неполным превращением исходного вещества. Однако некоторые закономерности, полученные в [6], имеют место и в рассматриваемом здесь случае. Результаты численного моделирования показывают, что для спутной инверсной волны предельное падение температуры горения при росте коэффициента теплопотерь κ (по сравнению с температурой в волне без теплопотерь и с теми же значениями входных параметров) равно 1,1 характерного температурного интервала. Для встречной волны на такую же величину падает температура при достижении $\kappa_{кр}$ (по отношению к температуре адиабатической волны с полной глубиной превращения и той же концентрацией окислителя ξ_0).

В заключение укажем, что рассматриваемые режимы фильтрацион-

ного горения с нулевым порядком реакции и отсутствием ее торможения продуктом ($n=0$, $f(\eta)=1$) хорошо описываются приближением Зельдовича — Франк-Каменецкого (приближение узкой зоны реакции). Результаты расчетов, проведенных в этом приближении для некоторых значений n , показаны на рис. 1, а и 3, а штриховыми линиями.

Поступила в редакцию 30 XI 1982,
после доработки — 5/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский. Докл. АН СССР, 1978, 241, 1, 72.
2. А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский. Докл. АН СССР, 1979, 249, 3, 16.
3. А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский. Теория фильтрационного горения пористых металлических образцов. Препринт. Черногоровка, 1977.
4. К. Г. Шкадинский, М. И. Лебедева. ФГВ, 1975, 11, 4, 530.
5. А. П. Алдушин. Автореф. докт. дис. Черногоровка, 1982.
6. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1, 159.
7. О. С. Рабинович. — В кн.: Тепло- и массоперенос: исследования и разработка. Минск: ИТМО АН БССР, 1981.
8. О. С. Рабинович, И. Г. Гуревич. — В кн.: Процессы переноса тепла и массы вещества в капиллярнопористых телах. Минск: ИТМО АН БССР, 1982.

УСЛОВИЯ САМОУСКОРЕНИЯ ПРОЦЕССА ТЕРМОРАЗЛОЖЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКИ НЕСТАБИЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ КРАТКОВРЕМЕННОМ НАГРЕВЕ

О. Ф. Шленский, Н. В. Афанасьев

(Москва)

Самовозгорание твердых горючих веществ и материалов — одна из причин возможных пожаров. Известно несколько критериев самовозгорания [1, 2], однако с их помощью не удается объяснить некоторые его особенности. В частности, почему самовозгорание возбуждается при высоких скоростях подвода энергии (удар, кратковременное ударно-волновое инициирование) и в то же время при длительном воздействии теплового источника самовозгорания не происходит.

Из термодинамики известно, что система пребывает в состоянии устойчивого равновесия при выполнении следующих неравенств: $c_v > 0$ и $(\partial p / \partial v)_T < 0$ [3]. Если $c_v \leq 0$, то система становится термодинамически неустойчивой. При повышении температуры химически нестабильных энергоемких соединений возможно нарушение указанных условий устойчивости при хемофазовых превращениях, инициированных кратковременным тепловым воздействием.

Запишем выражение суммарного количества тепла, поглощенного при нагревании химически нестабильного вещества от температуры T_0 до T

$$Q_{\Sigma} = Q(T) + \int_{T_0}^T c_p dT + p\Delta V.$$

Объем твердых тел с повышением температуры меняется незначительно, и слагаемое $p\Delta V$ оказывается пренебрежимо малым по сравнению с другими членами уравнения. В практических расчетах для твердых тел можно принять $c_p = c_v = c_s$. Тогда

$$Q_{\Sigma} = Q(T) + \langle c_s \rangle (T - T_0), \quad (1)$$