

## ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ФИЛЬТРАЦИОННОМ ГОРЕНИИ ЖИДКИХ МОНОТОПЛИВ

Н. А. Какуткина

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, kktk@kinetics.nsc.ru

Предложена математическая модель стационарных неадиабатических волн фильтрационного горения жидкого монотоплива в узких трубках. В рамках модели показано, что горение в такой системе может проходить в двух режимах с различными доминирующими механизмами передачи тепла от продуктов сгорания в предпламенную зону. Проведен анализ природы и параметрических зависимостей пределов обоих режимов. Показано, что расчеты по модели хорошо согласуются с экспериментальными данными по горению жидкого гидразина в узких трубках.

Ключевые слова: фильтрационное горение, монотопливо, горение жидкости, горение газа, трубка.

### ВВЕДЕНИЕ

Процессы фильтрационного горения газов (ФГГ) вызывают повышенный интерес исследователей в связи с разнообразными техническими приложениями [1–6]: сжигание низкокалорийных газовых смесей, неспособных гореть при традиционных методах сжигания; утилизация вредных газов и паров; термическая обработка огнеупоров; восстановление катализаторов и др. Особую привлекательность этому классу процессов горения придает реализующийся в них процесс рециркуляции тепла, который позволяет экономично сжигать газовые топлива [7, 8]. Тепловая инерционность твердой фазы обуславливает повышенную устойчивость процесса ФГГ по сравнению с традиционными горелками, а зависимости характеристик горения от параметров твердой фазы и скорости фильтрации при ФГГ обеспечивают удобство управления процессом горения.

Большинство промышленно используемых топлив при нормальных условиях жидкие. Поэтому представляют интерес попытки сжигания жидкостей в фильтрационном процессе. В [9, 10] был практически осуществлен процесс фильтрационного горения гидразина, являющегося жидким монотопливом. Жидкие монотоплива, способные гореть без доступа окислителя, являются прекрасным модельным объектом для изучения фильтрационного горения жидкости (ФГЖ), так как из рассмотрения исключается процесс смесеобразо-

вания. Предложенная ранее однотемпературная модель ФГЖ, предполагающая бесконечно быстрый межфазный теплообмен, показала применимость идеологии фильтрационного горения к описанию процессов горения гидразина в пористых средах и узких трубках [11]. Дальнейшее развитие модели, в частности учет температурной дифференциации фаз, позволило не только более точно описать основные закономерности процесса ФГЖ, но и выявить наличие двух режимов горения с разными доминирующими механизмами передачи тепла от продуктов сгорания в предпламенную зону [12]. Анализ процесса ФГЖ в рамках адиабатической двухтемпературной модели показал, что каждый режим возможен в ограниченной области параметров системы [12]. В частности, для обоих режимов установлено существование пределов по скорости фильтрации. Так как эти пределы получены в рамках адиабатической модели, то можно говорить об адиабатических пределах в отличие от традиционных для процессов горения пределов, связанных с внешними теплотерями из системы.

Вопрос о пределах — один из ключевых в изучении процессов горения. В связи с этим целью настоящей работы является анализ природы и закономерностей предельных явлений при фильтрационном горении жидких монотоплив. Рассмотрены как традиционные пределы, связанные с неадиабатичностью системы, так и адиабатические пределы. Анализ предельных явлений проведен для фильтрационного горения жидкого гидразина в узких трубках. Такой выбор системы обусловлен, во-первых, тем, что

Работа выполнена при частичной поддержке междисциплинарного гранта Сибирского отделения РАН (№ 111, 2007; № 64, 2009).

существует экспериментальный материал по горению гидразина в трубках [9], и, во-вторых, тем, что эта система позволяет независимо варьировать параметры системы в значительно более широких пределах, чем пористая среда.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

На рис. 1 представлена схема рассматриваемой системы. В бесконечно длинной трубке с внутренним диаметром  $d$  и толщиной стенки  $h$  движется жидкое монотопливо плотностью  $\rho_l$ , теплоемкостью  $c_l$  и теплопроводностью  $\lambda_l$ . Материал стенок трубки обладает плотностью  $\rho_s$ , теплоемкостью  $c_s$  и теплопроводностью  $\lambda_s$ . Топливо испаряется, образуя пары плотностью  $\rho_g$  и теплоемкостью  $c_g$ , и реагирует в зоне химических реакций, расположенной на расстоянии  $x_v$  от границы жидкости. Скорость движения жидкости относительно стенок трубки равна  $v$ . Значение  $v$  может быть как положительным, так и отрицательным. В качестве положительного выбрано направление от жидкой фазы топлива к паровой. Рассматривается следующая физическая модель процесса:

- 1) волна горения считается одномерной, плоской и стационарной;
- 2) топливо реагирует только в паровой фазе, реакциями в жидкой фазе и на стенках трубки пренебрегается;
- 3) межфазная граница жидкость — пар является плоской, капиллярные эффекты не учитываются;
- 4) переходный газожидкостный слой отсутствует, топливо испаряется только на межфазной границе;
- 5) температура поверхности раздела жидкость — пар равна температуре кипения топлива  $T_v$ ;

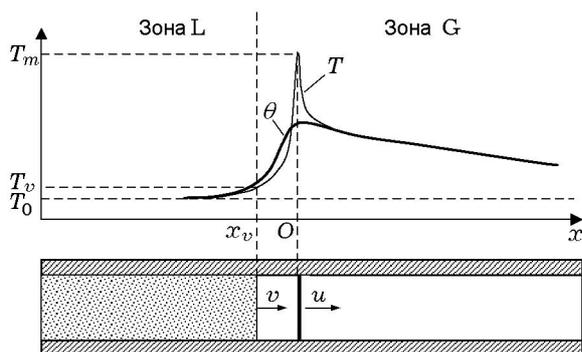


Рис. 1. Схема моделируемой системы

лива  $T_v$ ;

6) внешние теплотери обусловлены конвекцией.

При этих предположениях волна горения жидкости представляет собой две сопряженные тепловые волны, одна из которых распространяется по системе «твердая фаза (стенка трубки) — жидкость» (зона L), вторая — по системе «твердая фаза — пар» (зона G) (см. рис. 1). Пусть в системе координат, сопровождающей волну горения, узкая зона химической реакции расположена в окрестности координаты  $x = 0$ . Стационарная волна горения жидкости описывается следующей системой одномерных уравнений:

зона L ( $x < x_v$ ) —

$$\frac{d}{dx} \lambda_s \frac{d\theta_1}{dx} + c_s \rho_s u \frac{d\theta_1}{dx} + \frac{4d\alpha_l}{(1-m)(d+2h)^2} (T_1 - \theta_1) + \frac{\alpha_{e1}}{1-m} (T_0 - \theta_1) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \lambda_l \frac{dT_1}{dx} - c_l \rho_l (v - u) \frac{dT_1}{dx} - \frac{4d\alpha_l (T_1 - \theta_1)}{m(d+2h)^2} = 0;$$

зона G ( $x > x_v$ ) —

$$\frac{d}{dx} \lambda_s \frac{d\theta_2}{dx} + c_s \rho_s u \frac{d\theta_2}{dx} + \frac{4d}{(d+2h)^2(1-m)} \alpha_g (T_2 - \theta_2) + \frac{\alpha_{e2}}{1-m} (T_0 - \theta_2) = 0,$$

$$\frac{d}{dx} \lambda_g \frac{dT_2}{dx} - c_g \rho_g (v_g - u) \frac{dT_2}{dx} -$$

$$- \frac{4d}{(d+2h)^2 m} \alpha_g (T_2 - \theta_2) + Q \rho_g W = 0,$$

$$\frac{d}{dx} D \rho_g \frac{d\eta}{dx} - \rho_g (v_g - u) \frac{d\eta}{dx} - \rho_g W = 0.$$

Здесь  $T$  и  $\theta$  — температуры топлива и твердой фазы соответственно,  $\eta$  — относительная концентрация паров топлива,  $Q$  — тепловой эффект сгорания (разложения) топлива,  $v_g$  — линейная скорость течения топлива в паровой фазе,  $u$  — скорость распространения стационарной волны горения относительно трубки,

$m = d^2 / (d + 2h)^2$  — доля паровой (или жидкой) фазы в системе,  $\alpha$  — коэффициент межфазного теплообмена,  $\alpha_e$  — коэффициент внешней теплоотдачи,  $W = k_0 \eta \exp(-E/RT_2)$  — суммарная скорость химической реакции, где  $k_0$  — предэкспоненциальный фактор,  $E$  — энергия активации,  $R$  — универсальная газовая постоянная. Индексы  $l$  и  $g$  относятся к топливу в жидкой и паровой фазах,  $s$  — к твердой фазе, 1 и 2 — к зонам L и G соответственно.

Сопряжение тепловых волн при  $x = x_v$  осуществляется по условиям:

$$T_1 = T_2 = T_v, \quad \theta_1 = \theta_2,$$

$$\rho_l(v - u) = \rho_g(v_g - u) = G, \quad \eta = 1, \quad (3)$$

$$\frac{d\theta_1}{dx} = \frac{d\theta_2}{dx}, \quad \lambda_g \frac{dT_2}{dx} = \lambda_l \frac{dT_1}{dx} + \rho_l(v - u)L,$$

где  $L$  — теплота испарения топлива. Кроме того, на границах интервала выполняются условия:

$$x = -\infty: \quad \theta_1 = T_1 = T_0, \quad \frac{d\theta_1}{dx} = \frac{dT_1}{dx} = 0, \quad (4)$$

$$x = \infty: \quad T_2 = \theta_2, \quad \eta = 0, \quad (5)$$

$$\frac{dT_2}{dx} = \frac{d\theta_2}{dx} = \frac{d\eta}{dx} = 0.$$

Вообще говоря, в неадиабатическом случае можно записать более жесткое условие для температур при  $x = \infty$ :  $T_2(\infty) = \theta_2(\infty) = T_0$ , где  $T_0$  — температура окружающей среды. Однако условие (5) позволяет создать неадиабатическую модель, которая в частном случае  $\alpha_{e1} = \alpha_{e2} = 0$  может быть использована для описания адиабатических волн ФГЖ.

В зоне L внешними теплотерями пренебрегаем. Это оправдано тем, что конвективные теплотери пропорциональны разнице температур трубки и окружающей среды, а основной подогрев трубки происходит в зоне G. Сложим уравнения в зоне L, умножив второе уравнение системы (1) на  $(1 - m)/m$ , и проинтегрируем результат от  $-\infty$  до  $x_v$  с учетом граничных условий (3) и (4):

$$\lambda_g \frac{dT_2}{dx} \Big|_{x_v} + \frac{1 - m}{m} \lambda_s \frac{d\theta_2}{dx} \Big|_{x_v} = c_l G (T_v - T_0) - c_s \rho_s u \frac{1 - m}{m} (\theta_v - T_0) + GL. \quad (6)$$

Здесь  $\theta_v$  — температура стенки трубки в сечении  $x = x_v$ . Тогда можно ограничиться рассмотрением системы (2) с граничными условиями (5) при  $x = \infty$  и условиями (6) и  $T_2 = T_v$ ,  $\eta = 1$ ,  $G = \rho_g(v_g - u) = \rho_l(v - u)$  при  $x = x_v$ . Таким образом, формально задача сводится к неадиабатической задаче о фильтрационном горении газа с дополнительными потерями тепла на испарение топлива и подогрев топлива и трубки, задаваемыми условием (6). Поэтому при решении будут использованы те же методы, которые использовались в [7] при рассмотрении фильтрационного горения газа.

Перейдем к безразмерным переменным. Пусть  $x$  — координата вдоль направления распространения, а  $T_m$  — максимальная температура газа в волне горения. Введем безразмерные переменные и параметры:

$$l = \frac{m\lambda_g + (1 - m)\lambda_s}{mc_g G}; \quad \xi = \frac{x}{l}; \quad y = \frac{T_2 - T_0}{T_m - T_0};$$

$$z = \frac{\theta_2 - T_0}{T_m - T_0}; \quad y_b = \frac{Q}{c_g(T_m - T_0)};$$

$$y_L = \frac{L}{c_g(T_m - T_0)}; \quad \alpha_s = \frac{\lambda_s(1 - m)}{mc_g Gl};$$

$$\alpha_g = \frac{\lambda_g}{c_g Gl}; \quad \alpha_l = \frac{\lambda_l}{c_g Gl}; \quad \alpha_\eta = \frac{\rho_g D}{Gl};$$

$$\sigma = \frac{c_l}{c_g}; \quad \omega = 1 - \frac{c_s \rho_s u (1 - m)}{c_g G m};$$

$$\alpha_2 = \frac{4d\alpha_g l}{(d + 2h)^2 c_g G}; \quad \alpha_1 = \frac{4d\alpha_l l}{(d + 2h)^2 c_g G};$$

$$\alpha_{ext} = \frac{\alpha_{e2} l}{mc_g G}; \quad \tau = \frac{l\rho_g}{G} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right);$$

$$w = \eta \exp\left[\frac{1}{\gamma} \frac{y - 1}{1 + (T_m - T_0)(y - 1)/T_m}\right];$$

$$\gamma = \frac{RT_m^2}{E(T_m - T_0)}.$$

Получим следующую систему:

$$\frac{d}{d\xi} \alpha_s \frac{dz}{d\xi} - (\omega - 1) \frac{dz}{d\xi} + \alpha_2(y - z) - \alpha_{ext} z = 0,$$

$$\frac{d}{d\xi} \alpha_g \frac{dy}{d\xi} - \frac{dy}{d\xi} - \alpha_2(y - z) + y_b \tau w = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d}{d\xi} \alpha \eta \frac{d\eta}{d\xi} - \frac{d\eta}{d\xi} - \tau w = 0$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} \xi = \infty: \quad \eta = 0, \quad \frac{dy}{d\xi} = \frac{dz}{d\xi} = \frac{d\eta}{d\xi} = 0; \\ \xi = \xi_v: \quad \eta = 1, \quad y = y_v, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\alpha_g \frac{dy}{d\xi} + \alpha_s \frac{dz}{d\xi} = y_L + \sigma y_v + (\omega - 1)z_v.$$

Будем считать, что химические реакции происходят в узкой зоне в окрестности координаты  $x = 0$ . Вне зоны химических реакций, полагая  $w = 0$ , получим линейную систему с характеристическим уравнением

$$\begin{aligned} \mu^4 - \mu^3 \left( \frac{1}{\alpha_g} + \frac{\omega - 1}{\alpha_s} \right) + \\ + \mu^2 \left( \frac{\omega - 1}{\alpha_g \alpha_s} - \frac{\alpha_2 + \alpha_{ext}}{\alpha_s} - \frac{\alpha_2}{\alpha_g} \right) + \\ + \mu \frac{\alpha_2 \omega + \alpha_{ext}}{\alpha_g \alpha_s} + \frac{\alpha_2 \alpha_{ext}}{\alpha_g \alpha_s} = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Корни характеристического уравнения  $\mu$  определялись численно. Расчеты показывают, что при значениях параметров, характерных для реального процесса горения жидкого гидразина в трубках,  $\mu_1 > \mu_2 > 0 > \mu_3 > \mu_4$ . Соответственно решение системы (7) вне зоны химических реакций, удовлетворяющее граничным условиям (8), имеет вид:

$$\xi_v < \xi < 0:$$

$$\begin{aligned} z_- &= a_1 \exp(\mu_1 \xi) + a_2 \exp(\mu_2 \xi), \\ y_- &= a_1 r_1 \exp(\mu_1 \xi) + a_2 r_2 \exp(\mu_2 \xi), \\ \eta_- &= [1 - \exp(\xi/\alpha_\eta)]/[1 - \exp(\xi_v/\alpha_\eta)]; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\xi > 0:$$

$$\begin{aligned} z_+ &= -a_3 \exp(\mu_3 \xi) - a_4 \exp(\mu_4 \xi), \\ y_+ &= -a_3 r_3 \exp(\mu_3 \xi) - a_4 r_4 \exp(\mu_4 \xi), \\ \eta_+ &\equiv 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $r_i = \frac{\alpha_2 + \alpha_{ext} + (\omega - 1)\mu_i - \alpha_s \mu_i^2}{\alpha_2}$ . Коэффициенты  $a_i$  определяются из условий сшивки решений в окрестности зоны химических реакций, которые, следуя [7], запишем в виде

$$z_-(0) = z_+(0), \quad y_-(0) = y_+(0) = 1,$$

$$\frac{dz_-}{d\xi}(0) = \frac{dz_+}{d\xi}(0).$$

В результате получим:

$$\begin{aligned} a_1 &= \\ &= \frac{\mu_2(r_3 - r_4) + \mu_3(r_4 - r_2) + \mu_4(r_2 - r_3)}{(r_4 - r_3)(\mu_1 r_2 - \mu_2 r_1) + (r_1 - r_2)(\mu_3 r_4 - \mu_4 r_3)}, \\ a_2 &= \\ &= \frac{\mu_1(r_4 - r_3) + \mu_3(r_1 - r_4) + \mu_4(r_3 - r_1)}{(r_4 - r_3)(\mu_1 r_2 - \mu_2 r_1) + (r_1 - r_2)(\mu_3 r_4 - \mu_4 r_3)}, \\ a_3 &= \\ &= \frac{\mu_1(r_2 - r_4) + \mu_2(r_4 - r_1) + \mu_4(r_1 - r_2)}{(r_4 - r_3)(\mu_1 r_2 - \mu_2 r_1) + (r_1 - r_2)(\mu_3 r_4 - \mu_4 r_3)}, \\ a_4 &= \\ &= \frac{\mu_1(r_3 - r_2) + \mu_2(r_1 - r_3) + \mu_3(r_2 - r_1)}{(r_4 - r_3)(\mu_1 r_2 - \mu_2 r_1) + (r_1 - r_2)(\mu_3 r_4 - \mu_4 r_3)}. \end{aligned}$$

Умножим последнее уравнение системы (7) на  $y_b$ , затем сложим все уравнения системы и результат проинтегрируем от  $\xi_v$  до  $0 + 0$ . После преобразования получим соотношение для  $T_m$ :

$$\begin{aligned} T_m - T_0 &\approx \\ &\approx [(Q - L)/c_g + (T_v - T_0)(\sigma - 1 - \alpha_{ext}/r_2 \mu_2)]/ \\ &[1 - \alpha_s(a_1 \mu_1 + a_2 \mu_2) + (\omega - 1)(a_1 + a_2) + \\ &+ \alpha_{ext}(a_1/\mu_1 + a_2/\mu_2) + \\ &+ \alpha_g(r_3 a_3 \mu_3 + r_4 a_4 \mu_4)]. \end{aligned} \quad (12)$$

При выводе (12) исходим из того, что при любых разумных значениях параметров величина  $\mu_1$  существенно больше  $\mu_2$  и  $\exp(\mu_1 \xi_v) \ll \exp(\mu_2 \xi_v)$ . Представление  $T_m$  в форме (12) позволяет анализировать как неадиабатические, так и адиабатические волны горения. В частности, в адиабатическом случае ( $\alpha_{ext} = 0$ )  $\mu_3 = 0$ ,  $r_3 = 1$  и  $a_3 = -(T_e - T_0)/(T_m - T_0)$ , где

$T_e = T(\infty) = \theta(\infty)$  — равновесная температура в адиабатической волне горения. В неадиабатической волне ( $\alpha_{ext} \neq 0$ )  $T_e = T_0$ .

Соотношение для определения скорости распространения волны горения получим, интегрируя уравнение диффузии (последнее уравнение в системе (7)) в зоне химических реакций:

$$\frac{d}{d\xi} \left( \varkappa_{\eta m} \frac{d\eta}{d\xi} \right) - \frac{d\eta}{d\xi} - \tau_m \eta \exp \frac{y-1}{\gamma} = 0.$$

Индекс  $m$  указывает на то, что значения параметров берутся при  $T = T_m$ . Здесь применено преобразование Франк-Каменецкого для функции скорости химической реакции в окрестности  $y = 1$ . Учитывая полную математическую аналогию данной задачи с задачей о фильтрационном горении газа [7], используем полученное в [7] решение:

$$F(u) = 2\tau_m \varepsilon^2 - 2\varepsilon - \varkappa_{\eta m} = 0, \quad (13)$$

где  $\varepsilon = \gamma / (r_1 a_1 \mu_1 + r_2 a_2 \mu_2)$ . Анализ решений уравнения (13) позволяет проанализировать закономерности и режимы горения в данной системе, а соотношения (9)–(12) задают тепловую структуру стационарной волны горения.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Система уравнений (9), (12), (13) решалась численно. При расчетах использовались следующие значения параметров, соответствующие горению жидкого гидразина в кварцевых трубках [13, 14]:  $\rho_s = 2.5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_s = 0.88 \cdot 10^3$  Дж/(кг·К),  $\lambda_s = 1.46$  Вт/(м·К),  $\rho_l = 1 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_l = 3.1 \cdot 10^3$  Дж/(кг·К),  $\lambda_l = 1$  Вт/(м·К),  $\rho_g = 1$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_g = 2.64 \times 10^3$  Дж/(кг·К),  $\lambda_g = 0.16$  Вт/(м·К),  $D_g = 1 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с,  $Q = 4.407 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $L = 1.4 \cdot 10^6$  Дж/кг. Значение энергии активации  $E$  принималось равным  $1.46 \cdot 10^5$  Дж/моль, а  $k_0 = 4 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup> [12]. Коэффициент межфазного теплообмена определялся как  $\alpha_g = \text{Nu} \lambda_g / d$ , значение числа Нуссельта  $\text{Nu}$  принималось равным 5. Коэффициент внешней теплоотдачи задавался соотношением  $\alpha_e = 4 \text{Nu}_e \lambda_{g,e} / d_e^2$ , где  $\text{Nu}_e$  — число Нуссельта для внешнего теплообмена,  $\lambda_{g,e}$  — теплопроводность газа во внешней среде, принятая равной 0.02 Вт/(м·К),  $d_e$  — внешний диаметр трубки.

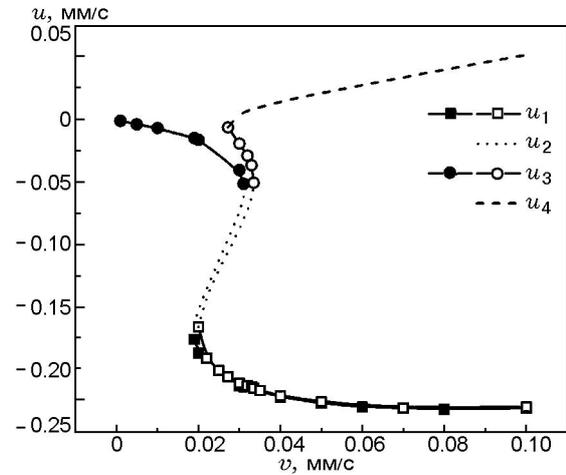


Рис. 2. Поведение решений системы уравнений при изменении скорости фильтрации:

темные символы —  $\text{Nu}_e = 0$ , светлые символы —  $\text{Nu}_e = 0.2$ ;  $d = 3$  мм,  $h = 1.5$  мм

При выбранных значениях параметров задача в общем случае имеет четыре решения:  $u_1 < u_2 < u_3 < u_4$ . Анализ показывает, что решения  $u_2$  и  $u_4$  дают абсурдное поведение скорости выгорания топлива  $S = v - u$  от параметров системы. Так, увеличение теплопотерь от системы, как и положено, приводит к снижению скорости выгорания при использовании решений  $u_1$  и  $u_3$ , но к росту скорости выгорания при использовании решений  $u_2$  и  $u_4$ . На этом основании при дальнейшем анализе решения  $u_2$  и  $u_4$  отбрасывались как не имеющие физического смысла. Решения  $u_1$  и  $u_3$ , как было показано ранее [12], соответствуют двум стационарным режимам горения, обозначенным соответственно режим I и режим II. Каждый режим существует в ограниченной области значений параметров системы, т. е. можно говорить о параметрических пределах горения для каждого режима. В случае фильтрационного горения жидкости в трубке основными варьируемыми параметрами, определяющими скорость и режим горения, являются диаметр трубки  $d$ , толщина ее стенок  $h$  и скорость фильтрации жидкости  $v$ . Каждой конфигурации трубки (заданные значения  $d$  и  $h$ ) соответствуют свои пределы по скорости фильтрации, в которых могут реализоваться режимы I и II. Для примера на рис. 2 приведены зависимости решений системы уравнений (9), (12), (13) от скорости фильтрации для трубок с внутренним диаметром 3 мм и толщиной стенок 1.5 мм для адиабата-

тического случая и слабой неадиабатичности. Видно, что как в неадиабатическом, так и в адиабатическом случае область существования режима I ( $u_1$ ) ограничена по скорости фильтрации снизу, а режима II ( $u_3$ ) — снизу и сверху (решение  $u_4$  для адиабатического случая не показано, так как область его существования  $-6 \cdot 10^{-6} < v_l < 0$  мм/с очень узкая). Традиционно пределы в горении связывают с теплотерями. Однако случаи адиабатических пределов также известны. В [15, 16] адиабатические пределы связывают со стадийностью горения в сложных системах. При этом стадийность может быть обусловлена не только сложным многостадийным механизмом протекания химических реакций, но и различными физическими факторами (фазовые переходы, диспергирование и др.). Адиабатические пределы в таких системах могут возникать вследствие разрыва связи между различными стадиями процесса, в результате чего реализация процесса как целого становится невозможной. Стационарная волна ФГЖ представляет собой сложную систему, состоящую из нескольких совместно распространяющихся тепловых волн. Она состоит из связки газофазной волны горения и твердофазной тепловой волны в зоне G, комплекса связанных тепловых волн в жидкости и твердой фазе в зоне L, и, кроме того, два эти комплекса связаны в продольном направлении на межфазной границе жидкость — газ (см. рис. 1). Разрыв любой из связей должен приводить к распаду волны ФГЖ как целого и возможному появлению соответствующих параметрических пределов. Дальнейший анализ направлен на установление закономерностей и выяснение природы пределов при ФГЖ.

### Адиабатические пределы

Для анализа адиабатических пределов полагаем в модели  $Nu_e = 0$ . В этом случае результаты расчетов по модели совпадают с полученными ранее в рамках адиабатической модели [12]. Расчеты, в частности, показали, что для режима I наблюдается нижний адиабатический предел по скорости фильтрации, а для режима II — нижний и верхний.

### Нижний предел для режима I

В предыдущей работе [12] было показано, что режим I является аналогом режима высо-

ких скоростей при фильтрационном горении газа. Доминирующим механизмом передачи тепла от продуктов сгорания в предпламенную зону в этом режиме является теплопроводность по газовой фазе. В рамках модели ФГГ режим высоких скоростей может рассматриваться как режим, реализующийся при разрыве тепловой связи между волной газового горения и тепловой волной в стенке трубки, которые в комплексе составляют стационарную волну ФГГ. Разрыв тепловой связи происходит из-за того, что при скоростях фильтрации, меньших нормальной скорости горения газа, скорость движения волны газового горения составляет десятки сантиметров в секунду, что намного больше скорости распространения тепла по трубке. Поэтому волна горения в газе «убегает» от тепла, переданного ею трубке, и это тепло превращается в теплотери, а волна ФГГ соответственно превращается в обычную волну ламинарного пламени с теплотерями в стенке трубки. Теплотери от пламени возрастают с уменьшением диаметра трубки, что приводит к существованию критического диаметра, ниже которого пламя не распространяется по трубке. Условие предела для режима высоких скоростей, полученное в рамках теории ФГГ, совпадает с классическим условием пределов неадиабатического пламени [17].

Проводя аналогию между ФГГ и ФГЖ, следует учитывать, что нормальная скорость горения жидкости на три порядка ниже нормальной скорости горения газа. Поэтому линейная скорость распространения волны горения относительно трубки в режиме I примерно в 1000 раз ниже, чем в режиме высоких скоростей, и соизмерима со скоростью передачи тепла по твердой фазе. Это приводит к тому, что в отличие от режима высоких скоростей в режиме I полного разрыва тепловой связи между волной горения газа и тепловой волной в трубке не происходит. Большая или меньшая часть тепла, переданного трубке горячими продуктами сгорания, переносится по твердой фазе в предпламенную зону, и лишь часть тепла теряется для топлива необратимо. Таким образом, в режиме I теплотери от горячего газа в трубку частично компенсируются возвратным потоком тепла, переносимым по трубке. Чем больше скорость фильтрации, тем больше поток тепла, возвращаемого в холодный газ. Это приводит к тому, что в режиме I при ФГЖ для каждого диаметра трубки существует пре-

дел по скорости фильтрации — минимальное значение скорости фильтрации, обеспечивающее компенсацию теплотерь до критического уровня.

При уменьшении скорости фильтрации температура пламени  $T_m$ , максимальный прогрев трубки  $\theta_m$  и скорость выгорания гидразина  $S$  падают по мере приближения к пределу, что косвенно указывает на то, что природа этого предела тепловая. В классической тепловой теории температура пламени на пределе  $T_m^*$  должна быть ниже температуры адиабатического пламени  $T_{ad}$  на величину характеристического интервала  $\Delta T = RT_{ad}^2/E(T_{ad} - T_0)$ , а скорость горения на пределе  $S^*$  должна составлять 0.606 от адиабатической скорости горения  $S_{ad}$  [16]. Если природа предела по скорости фильтрации в режиме I та же, что и в обычном неадиабатическом пламени, то можно ожидать, что на пределе должны выполняться те же соотношения. На рис. 3 представлены рассчитанные значения  $T_m$  и  $S/S_{ad}$  на пределе горения гидразина в трубках с различной толщиной стенок и внутренним диаметром 4 мм. При этом значение  $S_{ad}$  рассчитывалось для широкой ( $d = 50$  мм) с тонкими стенками трубки ( $h = 0.1$  мм), для которой влиянием стенок трубки на горение можно пренебречь. Из рисунка видно, что предельная температура пламени и значения  $S^*/S_{ad}$  близки к соответствующим критическим значениям, рассчитанным в рамках классической тепловой теории предела (показаны штриховыми линиями). Незна-

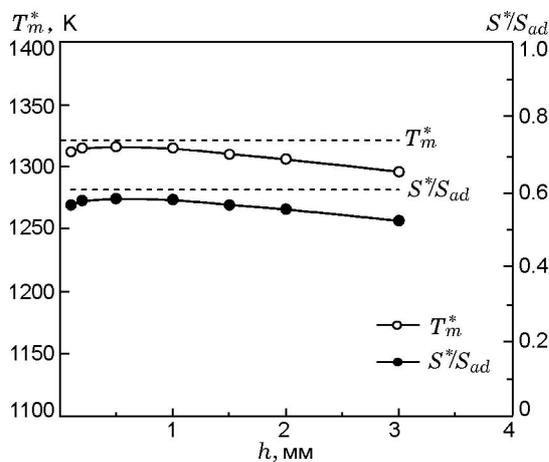


Рис. 3. Температура пламени и скорость выгорания на нижнем пределе режима I в трубках с разной толщиной стенок ( $d = 4$  мм)

чительные отклонения, главным образом для трубок с толстыми стенками, могут быть обусловлены влиянием переноса тепла по трубке на скорость испарения гидразина. Эти данные убеждают в том, что природа нижнего адиабатического предела для режима I — тепловая.

Расчеты показывают, что уменьшение диаметра трубки при постоянной толщине стенок приводит к увеличению скорости фильтрации на пределе режима I, которую обозначим  $v_1^*$  (рис. 4). Эта закономерность понятна в рамках приведенных выше рассуждений. Чем меньше диаметр, тем больше теплотери от горящего газа в стенки трубки и тем большая скорость фильтрации требуется, чтобы компенсировать эти теплотери до критического уровня.

Зависимость предела от толщины стенок трубки не столь очевидна. Увеличение  $h$  приводит к росту  $v_1^*$  (см. рис. 4), хотя на первый взгляд кажется, что эффект должен быть обратным, так как с ростом  $h$  увеличивается сечение твердой фазы, через которое идет возвратный тепловой поток. Однако при постоянстве внутреннего диаметра трубки увеличение  $h$  приводит вследствие возрастания суммарной теплоемкости твердой фазы к снижению разогрева трубки. Поэтому падает возвратный тепловой поток через единицу сечения трубки. Вероятно, этот эффект оказывает более сильное влияние, чем увеличение сечения, через которое переносится тепло. Из этих рассуждений следует также, что рост теплопро-

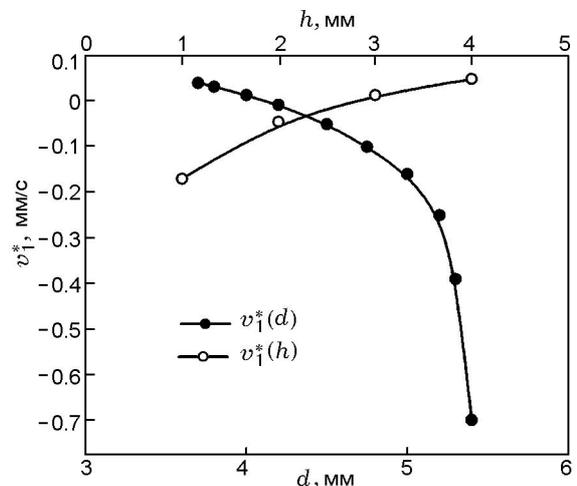


Рис. 4. Зависимости нижнего предела режима I от диаметра трубки ( $h = 3$  мм) и толщины ее стенок ( $d = 4$  мм)

водности трубки должен приводить к снижению предельного значения скорости фильтрации. И действительно, расчеты показывают, что  $v_1^*$  сильно падает с увеличением  $\lambda_s$ .

### Верхний предел для режима II

В трубках малого диаметра при увеличении скорости фильтрации топлива режим II плавно переходит в режим I и верхнего предела не существует. В трубках большого диаметра реализуется лишь режим I. И только в промежуточной области диаметров трубки область существования режима II ограничена по скорости фильтрации сверху и снизу (см. рис. 2). Для выяснения природы верхнего предела рассмотрим поведение температур  $T_m$ ,  $\theta_m$  и скорости выгорания  $S$  по мере приближения к верхнему пределу  $v_{2,up}^*$ , который в примере, приведенном на рис. 5, равен 0.0527 мм/с. При росте скорости фильтрации увеличивается температурная дифференциация фаз. Если при малых скоростях фильтрации структура волны ФГЖ соответствует режиму II, то при приближении к пределу она все больше трансформируется в структуру, характерную для режима I, в частности, резко падает прогрев твердой фазы  $\theta_m$  и растет температура пламени  $T_m$  (см. рис. 5), и зона химических реакций приближается к поверхности жидкого гидразина. В то же время сохраняются черты, присущие режиму II. Например, прогрев и испарение жидкости обеспечиваются, главным образом, потоком тепла по твердой фазе. На фоне ухудшения прогрева

твердой фазы этот поток может уменьшаться и достигать критической величины, не обеспечивающей необходимого уровня испарения топлива для поддержания горения. Можно предположить, что именно это служит причиной появления верхнего предела. Однако поведение скорости выгорания  $S$  при приближении к пределу свидетельствует против такого предположения. Действительно, естественно ожидать, что постепенное уменьшение потока тепла к жидкости должно приводить к уменьшению скорости выгорания или, по крайней мере, замедлению темпа ее роста. Из рис. 5 видно, что вблизи предела, напротив, наблюдается резкий рост скорости выгорания и одновременно температуры пламени. Такое поведение свидетельствует не о тепловой природе предела, а, скорее, о срыве горения. Дополнительным аргументом в пользу того, что этот предел не связан с испарением топлива, является тот факт, что предел такого же типа теоретически получается и для ФГГ в режиме низких скоростей, который является аналогом режима II при ФГЖ [7], что указывает на общность этих явлений.

Срыв горения, вероятно, обусловлен гидродинамическими причинами. Нормальная скорость горения газа при ФГГ или паров при ФГЖ лежит в диапазоне от долей до десятков метров в секунду, а скорость распространения волны фильтрационного горения относительно твердой фазы составляет доли миллиметров в секунду, т. е. волна газового горения практически стабилизирована относительно твердой фазы. Из закона сохранения массы следует, что в точке стабилизации  $S_u(T_{st}) = v_g(T_{st})$ , где  $T_{st}$  — температура газа в точке стабилизации,  $S_u$  — нормальная скорость горения газа, а  $v_g$  — скорость свежего газа с учетом его подогрева от нагретой стенки. Увеличение  $T_m$  с ростом скорости фильтрации приводит к росту  $S_u$ , а ухудшение прогрева стенки — к ухудшению подогрева газа до вспышки и, соответственно, уменьшению  $v_g$ . Таким образом, обе тенденции направлены на ухудшение условий стабилизации. Вероятно, на верхнем пределе стабилизация становится невозможной и происходит отрыв волны газового горения от тепловой волны в стенке трубки, т. е. должен произойти срыв с режима II на режим I. Дополнительным свидетельством в пользу предполагаемой природы этого предела является поведение предела при изменении параметров, влияющих на величину  $S_u$ . Так,

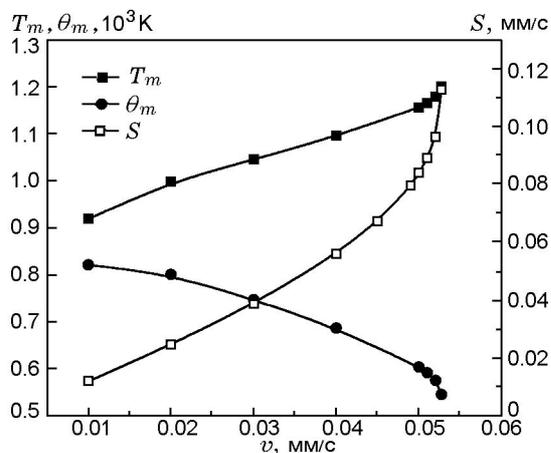


Рис. 5. Изменение параметров  $T_m$ ,  $\theta_m$  и  $S$  при приближении к верхнему пределу режима II ( $d = 4$  мм,  $h = 4$  мм)

уменьшение теплового эффекта реакции, так же как и увеличение теплоемкости газа, должно приводить к уменьшению  $S_u$  и, как следствие, более позднему срыву пламени, что проявляется в увеличении верхнего предела.

Расчеты показывают, что величина верхнего предела растет при уменьшении диаметра трубки и увеличении толщины ее стенок. Обе тенденции укладываются в рамки предполагаемой природы предела. Действительно, при уменьшении диаметра трубки и увеличении толщины ее стенок при прочих равных условиях уменьшается температурное расслоение фаз в волне ФГЖ. Поэтому отрыв волны газового горения от тепловой волны в трубке происходит при больших скоростях фильтрации.

### Нижний предел для режима II

На рис. 6 показано поведение характеристик волны ФГЖ при приближении к нижнему пределу  $v_{2,low}^*$  режима II, который в примере, приведенном на рис. 6, составляет  $-0.091$  мм/с. Вдали от предела температурная дифференциация фаз в волне ФГЖ остается практически постоянной при изменении скорости фильтрации жидкости. Однако вблизи предела наблюдается резкое падение как температуры пламени  $T_m$ , так и разогрева твердой фазы  $\theta_m$ . Одновременно резко падает скорость выгорания топлива. Такое поведение характеристик горения свидетельствует о тепловой природе нижнего предела. Отметим, что величина ниж-

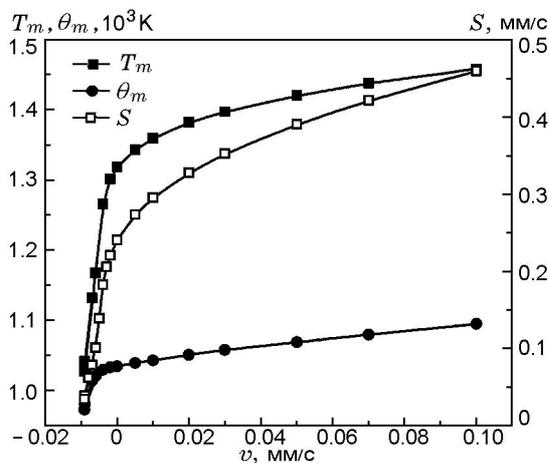


Рис. 6. Изменение параметров  $T_m$ ,  $\theta_m$  и  $S$  при приближении к нижнему пределу режима II ( $d = 1$  мм,  $h = 0.14$  мм)

него предела по скорости фильтрации всегда отрицательна, т. е. предел реализуется, когда жидкое топливо «убегает» от пламени. Вероятно, предел наступает, когда жидкость «убегает» от горящего газа со скоростью, превышающей скорость передачи тепла от зоны горения к жидкости. Причиной предела в этом случае является разрыв тепловой связи волны ФГЖ в зоне G и комплекса тепловых волн в зоне L. Из общих соображений понятно, что все, что уменьшает поток тепла к жидкости, должно увеличивать предел. Так, к росту  $v_{2,low}^*$  приводит увеличение толщины трубки, плотности и теплоемкости материала трубки, так как это повышает тепловую нагрузку на горящий газ и уменьшает долю тепла, идущего на испарение жидкости. Увеличение теплопроводности трубки, напротив, приводит к уменьшению  $v_{2,low}^*$ , так как при прочих равных условиях увеличивает скорость поступления тепла к жидкости.

### Влияние внешних теплопотерь на пределы ФГЖ

Наложение внешних теплопотерь не приводит к появлению дополнительных пределов в практически значимом диапазоне скоростей фильтрации. Рис. 7 демонстрирует влияние внешних теплопотерь на пределы горения в трубке диаметром 3 мм с толщиной стенок 1.5 мм. Видно, что рост теплопотерь обуславливает увеличение всех пределов. Увеличение нижних пределов режимов I и II с теплопотерями приводит к сужению области горючести.

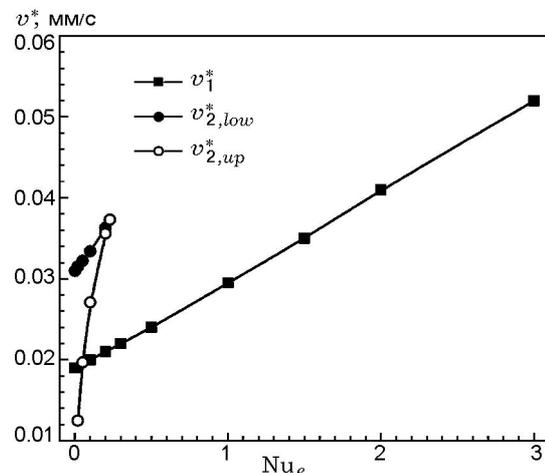


Рис. 7. Влияние внешних теплопотерь на пределы режимов I и II ( $d = 3$  мм,  $h = 1.5$  мм)

Такое поведение естественно для тепловых пределов. А увеличение верхнего предела режима II означает расширение области горючести с этой стороны с ростом теплопотерь, что служит дополнительным свидетельством нетепловой природы верхнего предела.

Из рис. 7 следует, что режим II гораздо более чувствителен к теплопотерям, чем режим I. Так, при изменении  $Nu_e$  от 0 до 0.2 предел режима I практически не изменился, в то время как область существования режима II сократилась на порядок величины. При  $Nu_e = 0.23$  верхний и нижний пределы режима II сливаются и этот режим перестает существовать в трубках данного диаметра и толщины. Для нетеплоизолированной трубки  $Nu_e > 2$ . С учетом этого следует ожидать, что в реальном эксперименте режим II может наблюдаться только при хорошей теплоизоляции.

Рис. 8 позволяет сопоставить рассчитанные и экспериментально измеренные в [9] значения скорости волн фильтрационного горения гидразина в кварцевых трубках с внутренним диаметром 5 мм. Эксперименты проводились с нетеплоизолированными трубками [9]. Вследствие высокой чувствительности режима II к внешним теплопотерям расчеты выполнялись для режима I. Принималось  $Nu_e = 5$ . Измеренные значения пределов на рисунке отмечены крестом внутри соответствующего символа, рассчитанные — вертикальной чертой на линии. Рисунок демонстрирует прекрасное со-

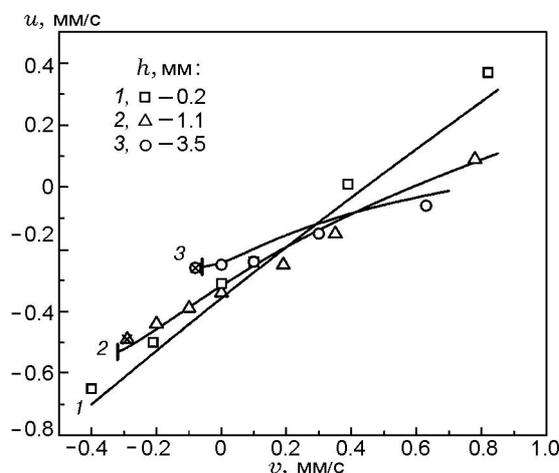


Рис. 8. Экспериментальные (символы) и рассчитанные (линии) зависимости скорости волн горения гидразина в трубках с разной толщиной стенок от скорости фильтрации ( $d = 5$  мм)

ответствие результатов моделирования эксперименту как по величинам пределов, так и по значениям скорости горения во всем диапазоне скоростей фильтрации.

## ВЫВОДЫ

- Предложена двухтемпературная неадиабатическая модель фильтрационного горения жидкого монотоплива в узких трубках. Расчеты по модели показали, что горение жидкого монотоплива, движущегося в трубке, может проходить в двух режимах. В режиме I доминирующим механизмом передачи тепла от продуктов сгорания в предпламенную зону является теплопроводность по газу, в режиме II — теплопроводность по трубке.

- В рамках модели проанализированы пределы ФГЖ. Показано, что в адиабатической системе область существования режима I ограничена по скорости фильтрации снизу, а режима II — в общем случае снизу и сверху.

- Анализ изменения характеристик горения при приближении к пределам позволил предположить, что нижние пределы режимов I и II имеют тепловую природу. В режиме I нижний предел обусловлен теплопотерями от пламени в стенку трубки, в режиме II — вероятнее всего, снижением скорости испарения жидкости при уменьшении скорости фильтрации. Верхний предел режима II предположительно обусловлен отрывом пламени от тепловой волны в стенке трубки, что приводит к распаду волны ФГЖ. Об этом свидетельствует изменение структуры волны ФГЖ и увеличение скорости выгорания при приближении к верхнему пределу.

- Установлено, что режим II очень чувствителен к внешним теплопотерям и в нетеплоизолированных трубках экспериментально наблюдаться не должен.

- Показано, что измеренные скорости и пределы горения гидразина в кварцевых трубках с разной толщиной стенок хорошо согласуются с результатами расчетов для режима I.

## ЛИТЕРАТУРА

- Доброго К. В., Жданок С. А. Инженерный расчет характеристик фильтрационного горения на основе двухтемпературной одномерной модели // Инж.-физ. журн. — 1998. — Т. 71. — С. 424–432.

2. **Howell J. R., Hall M. J., Ellzey J. I.** Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media // *Prog. Energy and Combust. Sci.* — 1996. — V. 22, N 2. — P. 122–145.
3. **Johansson R., Thunman H., Leckner B.** Influence of intraparticle gradients in modeling of fixed bed combustion // *Combust. Flame.* — 2007. — V. 149. — P. 49–62.
4. **Hoffman J. G., Echigo R., Yoshida H., Tada S.** Experimental study on combustion in porous media with a reciprocating flow system // *Combust. Flame.* — 1997. — V. 111. — P. 32–46.
5. **Dhamrat R. S., Ellzey J. L.** Numerical and experimental study of conversion of methane to hydrogen in a porous media reactor // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 144. — P. 698–709.
6. **Brenner G., Pickenacker K., Pickenacker O., Trimis D., Wawrzinek K., Weber T.** Numerical and experimental investigation of matrix-stabilized methane-air combustion in porous inert media // *Combust. Flame.* — 2000. — V. 123. — P. 201–213.
7. **Лаевский Ю. М., Бабкин В. С.** Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / Под ред. Ю. Ш. Матроса. — Новосибирск: Наука, 1988.
8. **Babkin V. S.** Filtrational combustion of gases. Present state of affairs and prospects // *Pure and Appl. Chem.* — 1993. — V. 65, N 2. — P. 335–344.
9. **Бабкин В. С., Кошкин Б. Ю., Лаевский Ю. М.** Горение движущихся взрывчатых веществ в узких трубках // *Докл. АН СССР.* — 1989. — Т. 304. — С. 892–895.
10. **Koshkin B. Yu., Bunev V. A., Babkin V. S., Laevsky Yu. M.** The decomposition flame of hydrazine in inert porous media // *Combust. Flame.* — 1995. — V. 103. — P. 143–150.
11. **Какуткина Н. А., Бунев В. А.** Фильтрационное горение жидких монотоплив // *Физика горения и взрыва.* — 2001. — Т. 37, № 4. — С. 34–40.
12. **Какуткина Н. А.** Режимы фильтрационного горения жидких монотоплив // *Физика горения и взрыва.* 2008. — Т. 44, № 4. — С. 21–30.
13. **Таблицы физических величин: Справочник /** Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
14. **Shmidt E. W.** Hydrazine and its derivatives. Preparation, properties, applications. — New York: John Wiley and Sons, 1984.
15. **Мержанов А. Г., Хайкин Б. И.** Теория волн горения в гомогенных средах. — Черноголовка: Ин-т структурной макрокинетики АН СССР, 1992.
16. **Новожилов Б. В.** Адиабатические пределы горения конденсированных систем // *Докл. АН.* — 2001. — Т. 378, № 3. — С. 359–362.
17. **Математическая теория горения //** Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. — М.: Наука, 1980.

*Поступила в редакцию 24/II 2008 г.*