

И. Г. Дик, А. Ю. Крайнов, А. И. Макаров

О ВОСПЛАМЕНЕНИИ ГАЗОВЗВЕСИ В ПОЛОСТИ С НАГРЕТЫМИ ИЗЛУЧАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

Составная задача комплексной проблемы развития порошковой технологии — обеспечение пожаро- и взрывобезопасности аппаратов и узлов технологических линий, работающих на химически активных распыленных веществах. Достаточно часто в качестве рабочего вещества в аппаратах используется система инертный газ — совокупность реагирующих дисперсных частиц конденсированного вещества. Процесс возбуждения химического тепловыделения в такой системе имеет ряд особенностей.

В отличие от гомогенного вещества здесь нужно учитывать двухтемпературность среды и включать в теоретическую модель тепло- и массообмен между фазами [1]. Существенную роль на динамику температурных полей фаз может оказать радиационная составляющая теплообмена, обычно опускаемая для гомогенной среды (для конденсированного вещества часто хорошим приближением может быть предположение о непрозрачности, а для газа, напротив, характерно практически полное, на масштабах лабораторных установок, пропускание излучения).

Изучим особенности процесса воспламенения газовзвеси, основываясь на следующей физической модели. Пусть полость (плоский слой) с горячими стенками температурой T_+ заполнена газовзвесью с температурой $T_- < T_+$. Расстояние между стенками $2l$, радиус частиц r , счетная концентрация n . Стенки излучают тепловой поток интенсивности $I_0 = \epsilon \sigma T_+^4$ (σ — постоянная Больцмана, ϵ — коэффициент черноты). Радиационный тепловой поток, поглощаясь твердой фазой, спадает по мере удаления от стенки. Характерная оптическая толщина среды — $(\pi r^2 n)^{-1}$, и на расстоянии x от стенки поглощаемая частицей энергия будет равна $I_1 = I_0 \pi r^2 \exp(-\pi r^2 n x)$. С противоположной стенки на эту частицу падает поток $I_2 = I_0 \pi r^2 \exp(-\pi r^2 n (2l - x))$. Полная составляющая радиационного потока

$$I = I_1 + I_2 = 2I_0 \pi r^2 \exp(-\pi r^2 n l) \operatorname{ch}(\pi r^2 n (l - x)).$$

Пусть весь этот поток поглощается частицей. Для частиц, находящихся в непосредственной близости у стенки (там, где газ имеет высокую T_+), радиационная составляющая незначительна по сравнению с кондуктивной составляющей обмена теплом между фазами $\lambda_1(T_+ - T_-)/r$. Для типичных значений $r = 10^{-4}$ м, $T_+ = 600$ К, $T_- = 300$ К радиационный поток, воспринимаемый частицей, в 20 раз меньше кондуктивного. Частицы же, удаленные от стенки, греются (температуры частиц и газа почти равны) в основном лучистым потоком. Оценки показывают, что проникающая способность излучения для совокупности частиц достаточно велика. Так, при $r = 10^{-4}$ м, $n = 10^6$ м $^{-3}$, $l = 0,1$ м $\pi r^2 n l \approx 0,3$. Следовательно, различные режимы воспламенения системы могут возникать из-за конкурирующего влияния механизмов нагрева частиц.

Математической моделью изучаемого явления служит система уравнений, имеющая смысл законов сохранения тепла для обеих фаз (обозначения традиционные, те же, что и в [2]):

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + 4\pi r^2 \alpha n (T_2 - T_1), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi r^3 c_2 \rho_2 \frac{dT_2}{dt} &= 2I_0 \pi r^2 \exp(-\pi r^2 n l) \operatorname{ch}(\pi r^2 n (l - x)) + \\ &+ 4\pi r^2 Q a_0 k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right) - 4\pi r^2 \alpha (T_2 - T_1) \end{aligned} \quad (2)$$

с граничными (для газовой составляющей)

$$T_1(0, t) = T_+, \quad \frac{\partial T_1}{\partial x}(l, t) = 0 \quad (3)$$

и начальными условиями

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_- \quad (4)$$

Индекс 1 относится к газовой фазе, 2 — к конденсированной. Без учета излучающих свойств стенки задача анализировалась в [2]. В [3] учитывалось излучение стенки, но сама стенка считалась адиабатической (для кондуктивного потока тепла), а расстояние между стенками полагалось бесконечным.

Сформулированная модель позволяет изучить как режимы объемного воспламенения, так и зажигание у горячей стенки. Следует отметить, что в (2) не учтено излучение частиц и радиационный поток на частицу со стороны остальной совокупности, поэтому подразумевается, что в течение периода индукции температура к-фазы в основном ниже температуры стенок.

Введем следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\Theta_{1,2} = E(T_{1,2} - T_+)/RT_+^2, \quad \tau = t/t_*, \quad \xi = x/l,$$

$$t_* = c_1 \rho_1 l^2 / \lambda_1, \quad \Theta_0 = E(T_- - T_+)/RT_+^2,$$

$$\kappa = \frac{Qa_0 k_0 \exp(-E/RT_+)}{\alpha RT_+^2 / \bar{E}},$$

$$Fk = \frac{4\pi r^2 n l^2 Qa_0 k_0 \exp(-E/RT_+)}{\lambda_1 RT_+^2 / E},$$

$$L = \frac{l}{\sqrt{\lambda_1 t_* / c_1 \rho_1}},$$

$$t_+ = \frac{rc_2 \rho_2 (RT_+^2 / E) \exp(E/RT_+)}{3Qa_0 k_0},$$

$$N = \frac{\sigma \epsilon T_+^4}{2Qa_0 k_0 \exp(-E/RT_+)},$$

$$p = r/l$$

и перепишем задачу (1) — (4) так:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial \xi^2} + \frac{Fk}{\kappa} (\Theta_2 - \Theta_1), \quad (5)$$

$$\frac{1}{L^2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \exp(\Theta_2) - \frac{\Theta_2 - \Theta_1}{\kappa} + N \exp\left(-\frac{pFk}{4\kappa}\right) \operatorname{ch}\left(-\frac{pFk}{4\kappa}(1 - \xi)\right), \quad (6)$$

$$\Theta_1(0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial \xi}(1, \tau) = 0,$$

$$\Theta_1(\xi, 0) = \Theta_2(\xi, 0) = 0.$$

Вычисления на ЭВМ проведены при использовании следующих параметров: $0,1 \leq Fk \leq 25$, $0,001 \leq \kappa \leq 0,4$, $5 \leq |\Theta_0| \leq 15$, $5 \leq L \leq 15$, $0 \leq N \leq 5$, $p = 10^{-5}$.

Для моделируемого явления характерно, что $L \gg 1$, $|\Theta_0| \gg 1$, $pFk/\kappa \ll 1$. Расчетами показано, что при $L \geq 5$ влияние параметра L на режимы воспламенения мало, параметр Θ_0 также слабо сказывается на характере воспламенения. Малость комплекса pFk/κ обеспечивает несущественное ослабление излучения от стенки.

В зависимости от остальных параметров N , Fk , κ возможны режимы воспламенения и зажигания системы, динамика изменения температурных полей которых показана на рис. 1. Разделять эти режимы луч-

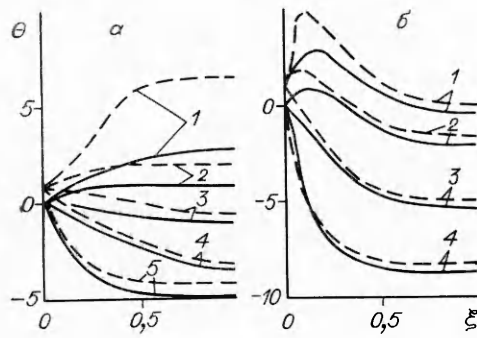


Рис. 1. Динамика изменения температурных полей в режимах воспламенения (а) и зажигания (б); $L = 5, N = 5, p = 10^{-5}$.
 а) $\Theta_0 = -5, \kappa = 0,1, Fk = 2$; 1 — $\tau = 0,450, 2 - 0,400, 3 - 0,275, 4 - 0,125, 5 - 0,025$. б) 1 — $\tau = 0,150, 2 - 0,125, 3 - 0,075, 4 - 0,025$. — температура газа, - - - температура частиц.

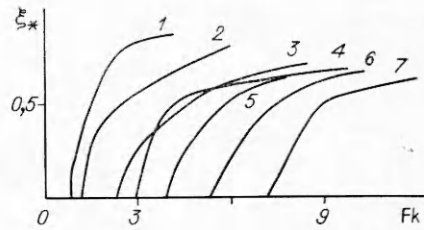


Рис. 2. Зависимость координаты воспламенения от параметра Fk ; $\xi_1 = 1 - \xi$.
 1 — $N = 5, \kappa = 0,15$; 2 — $N = 5, \kappa = 0,1$;
 3 — $N = 5, \kappa = 0,05$; 4 — $N = 2, \kappa = 0,15$;
 5 — $N = 0, \kappa = 0,15$; 6 — $N = 0, \kappa = 0,1$;
 7 — $N = 0, \kappa = 0,05$.

ше всего, рассматривая зависимость координаты, где произошло воспламенение, как функцию параметра Fk при различных N и κ . Такая зависимость дана на рис. 2. Точка начала удаления места вспышки от центра слоя к стенке, как и вся кривая зависимости $\xi_*(Fk)$, с увеличением N и κ смещается влево, т. е. рост N и κ способствует переходу к режиму зажигания. С увеличением N при фиксированном κ переходная по параметру Fk область от одного режима к другому становится уже.

Области существования указанных режимов воспламенения при различных N представлены на рис. 3. Здесь кривые 1, 1' соответствуют началу перехода от объемного воспламенения к зажиганию (вспышка осуществляется уже не в центре слоя). Если условиться называть зажиганием ситуацию, при которой вспышка происходит ближе к стенке, чем к центру слоя, то границу такого режима дают кривые 2 и 2'.

Рис. 3, 3, 3' показывает, что при некоторых κ зажигание происходит при любых Fk . Это соответствует воспламенению отдельных частиц вблизи нагретой стенки. Значение κ_N можно найти, вычислив критические условия стационарного температурного состояния частицы, учитывая, что температура газа равна температуре стенки и частица воспринимает излучение от стенки. Используя уравнение

$$\Theta_2 = \kappa e^{\Theta_2} + \kappa N,$$

получим соотношение для κ_N :

$$N = -\kappa_N^{-1} \ln(\kappa_N).$$

Кооперативные свойства газозвеси проявляются при $\kappa < \kappa_N$.

С момента контакта газозвеси с горячей стенкой от последней к центру нарастает тепловой слой, и можно показать, что скорость его

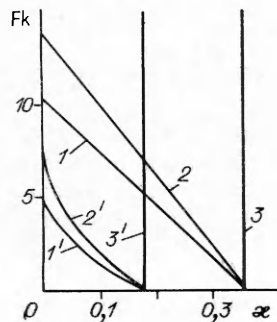


Рис. 3. Границы существования различных режимов воспламенения в плоскости κ, Fk .

$$1 - 3 - N = 0; 1' - 3' - N = 5.$$

роста из-за наличия объемного источника, связанного в основном с поглощением радиационного потока, выше, чем $\sqrt{l\lambda_1/c_1\rho_1}$.

Воспользуемся тем, что на стадии прогрева температуры частиц и газа отличаются слабо и запишем уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial \xi^2} + N Fk.$$

Для функции $y = \Theta_1 - \Theta_0 - N\tau Fk$ получим задачу:

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2}, \quad (7)$$

$$y(0, \tau) = -\Theta_0 - N Fk \tau, \quad \frac{\partial y}{\partial \xi}(1, \tau) = 0, \quad y(\xi, 0) = 0.$$

Выделяя пограничный слой, на границе $\xi = \Delta(\tau)$ которого считаем $y(\Delta) = 0$, $\partial y(\Delta)/\partial \xi = 0$, найдем из (7) соотношение

$$\frac{d}{d\tau} \left(\int_0^{\Delta} d\xi \int_{\xi}^{\Delta} y(x, \tau) dx \right) = y(0, \tau).$$

Зададим аналогично [5] профиль

$$y(x, \tau) = y(0, \tau) (1 - x/\Delta)^2$$

и получим для Δ уравнение

$$\frac{1}{4} \frac{d}{d\tau} (y(0, \tau) \Delta^2) = y(0, \tau),$$

откуда

$$\Delta^2 = 4\tau \frac{1 - 0,5N Fk \tau |\Theta_0|^{-1}}{1 - N Fk \tau |\Theta_0|^{-1}}. \quad (8)$$

При $N Fk = 0$ получим обычный параболический закон распространения тепловой волны. При $\tau = |\Theta_0| (N Fk)^{-1}$ внутренние источники прогреют среду до температуры стенки, и $\Delta = \infty$.

Характерное время τ_1 прогрева слоя ($\Delta = 1$) определяем, считая $\tau N Fk |\Theta_0|^{-1}$ достаточно малым:

$$\tau_1^{-1} = 4 + 2 |\Theta_0| (Fk N)^{-1}. \quad (9)$$

Физический смысл (9) состоит в том, что складываются скорости двух параллельно идущих процессов: распространения кондуктивной тепловой волны и прогрев среды за счет внутренних источников. Находящиеся в слое частицы реагируют, отдавая тепло газу. До тех пор, пока пограничный слой тонок, химические реакции не могут разогнаться, поскольку химическое тепловыделение компенсируется отводом тепла из пограничного слоя.

По мере нарастания пограничного слоя тепловое состояние его приближается к критическому, после чего следует тепловое воспламенение. В зависимости от толщины пограничного слоя в критических условиях реализуются режимы зажигания или объемного воспламенения. Хотя тепловой пограничный слой (согласно (8)) растет тем быстрее, чем больше концентрация частиц Fk , все же на момент зажигания он тем уже, чем больше Fk (вследствие быстрого химического тепловыделения в прогретой области). Это приводит к тому, что с увеличением Fk (равно как и N , а также κ) наступает режим зажигания.

Основное прикладное значение имеет вычисление времени воспламенения. При небольших $Fk N$ (в режиме объемного воспламенения) можно представить, что после прогрева слоя за время τ_1 (вычисляемое по (9)) следует квазистационарный период индукции τ_2 , формулу для которого можно вывести, распространив метод [4] на случай гетероген-

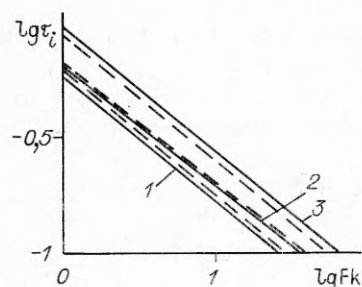


Рис. 4. Зависимость времени воспламенения от параметра Fk ;

$$|\Theta_0| = 5.$$

1 — $N = 5$, $\kappa = 0,15$; 2 — $N = 5$, $\kappa = 0,1$; 3 — $N = 2$, $\kappa = 0,15$.

ной системы, нагреваемой излучением:

$$\tau_2 = \frac{1}{NFk} \left[(1 + \kappa N) \ln \left(\frac{\kappa N + \kappa c^{\kappa(1+N)}}{1 + \kappa N} \right) - \kappa(1 + N) - \ln \kappa \right]. \quad (10)$$

Общее время воспламенения

$$\tau_i = \tau_1 + \tau_2. \quad (11)$$

При небольших Fk (11) по порядку величины дает совпадение с расчетами на ЭВМ исходной задачи.

На рис. 4 обращает на себя внимание почти линейная зависимость $\lg \tau_i$ от $\lg Fk$, причем коэффициент пропорциональности — слабая функция лишь от κ . Это позволяет для всего диапазона изменения Fk предложить формулу

$$\lg(c\tau_i) = a(\kappa) \lg Fk + b(N, \kappa, \Theta_0). \quad (12)$$

Функцию $b(N, \kappa, \Theta_0)$ можно вычислить, прологарифмировав (11), положив там $Fk = 1$, $c \approx 0,48$ — поправочный множитель. Функцию $a(\kappa)$ линейного вида найдем, обработав расчетные зависимости:

$$a(\kappa) = -0,32(1 + 4,28\kappa).$$

Значения, вычисленные по полуэмпирической формуле (12), нанесены на рис. 4 штриховыми линиями. Видно, что она вполне может служить для быстрой оценки времени воспламенения и его зависимости от различных параметров. Так, принимая среднее значение $a(\kappa) \approx -0,5$, получим из (12) в размерном виде $t_i \sim n^{-0,5}$ (остальные параметры считаются фиксированными). Аналогично $t_i \sim l$.

Для иллюстрации необходимости учета радиационной составляющей приведем пример. Для $E = 114950$ Дж/моль, $R = 8,31$ Дж/моль, $r = 10^{-5}$ м, $l = 0,1$ м, $T_+ = 1000$ К, $c_1 = 1000$ Дж/(кг · К), $\rho_1 = 1,29$ кг/м³, $n = 10^8$ м⁻³, $Qk_0 = 7,94 \cdot 10^{10}$ Дж/(м² · с), $\lambda_1 = 0,117$ Н/(с · К), $\varepsilon = 0,7$ — время воспламенения газозвеси при наличии излучения от горячих стенок, рассчитанное по (12), составляет 38 с (расчет исходной задачи на ЭВМ дает 46 с), а без учета излучения 104 с.

Таким образом, излучение от горячих стенок сосуда оказывает существенное влияние на характеристики воспламенения газозвеси и его учет важен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Озеров Е. С. Основы теории воспламенения газодисперсных систем.— Л.: ЛПИ, 1978.
2. Дик И. Г., Крайнов А. Ю. ФГВ, 1985, 21, 5, 58.
3. Лисицин В. И., Пироженко А. А., Вилюнов В. И. // Горение и взрыв.— М.: Наука, 1972.
4. Лисицин В. И., Руманов Э. И., Хайкин Б. И. ФГВ, 1971, 6, 1, 3.
5. Коздоба Л. А. Метод решения нелинейных задач теплопроводности.— М.: Наука, 1975.

г. Томск

Поступила в редакцию 14/VI 1989