

Бойчук Л.В., Шевчук В.Г., Кондратьев Е.Н., Золотко А.Н.

Институт горения и нетрадиционных технологий Одесского национального университета им. И. И. Мечникова

**Ламинарное пламя в комбинированных газовзвесах.  
II Двухтемпературное приближение.**

В рамках ранее развитого подхода к описанию структуры зоны горения и скорости пламени в бинарных газовзвесах, состоящих из частиц различной природы, горящих в диффузионном режиме, проведен учет различия температур твердых компонентов и газовой фазы. Показано, что учет двухтемпературных эффектов приводит к более чем двукратному снижению расчетных значений скорости пламени и трансформирует области реализации режимов ламинарного горения газовзвесей.

В предыдущей статье данного цикла работ по теоретическому и экспериментальному исследованию процессов распространения пламени в комбинированных газовзвесах, частицы которых горят в диффузионном режиме, была осуществлена общая постановка задачи о структуре и скорости ламинарной волны горения в бинарных композициях горючих различной природы. В рамках одностемпературного приближения проанализированы возможные режимы волнового горения таких систем.

В случае, когда характерное время инертного прогрева частиц становится сравнимым с характерным временем нахождения фракций в зоне их прогрева, температура газа в месте воспламенения частиц существенно превосходит температуру их самовоспламенения и является функцией скорости распространения пламени и других параметров задачи.

$$\theta_i = f(\theta_{si}, \kappa, \mu, g \dots)$$

В рамках принятых ранее допущений и введенных безразмерных переменных для определения этой функции необходимо решать уравнения (5-6), подставив в них профили температуры газа, полученные из решения уравнения (4), (см. часть I. Постановка задачи). Поскольку граничные условия уравнений (4-6) для каждого из четырех вариантов структуры фронта горения разные, необходимо получить четыре пары выражений, связывающих температуры самовоспламенения фракций  $\theta_{sij2}$  с температурой газа в местах воспламенения частиц. Совместно с четырьмя уравнениями для определения скорости пламени они образуют замкнутую систему для определения искомых параметров задачи.

Для первого варианта структуры ( $Z < 1$ , зоны горения перекрываются, первой воспламеняется фракция 1) система уравнений принимает вид

$$\begin{cases} \frac{\theta_{i2} - 1}{\theta_{i1} - 1} \kappa \mu (1 + \kappa \xi_1) + \varphi - \varphi \kappa \mu (1 + \kappa \xi_2) - \ln \varphi = 1 \\ \varphi = \frac{1 - e^{-\kappa/p}}{\kappa \mu (1 + \kappa \xi_1) - 1 + e^{-\kappa}} pg; \quad Z = \frac{1}{\kappa} \ln \varphi \\ \theta_{i1} = (\theta_{s11} - 1)(1 + \kappa \xi_1) + 1 \\ \theta_{i2} = A_2 (e^{\kappa Z} - 1) A_1 + \theta_{i1} + (\theta_{s11} - 1) Z / \mu \end{cases} \quad (1)$$

где

$$A_1 = e^{-\frac{pZ}{\xi_2}} \left[ 1 - 1 / (1 + \kappa \xi_2 / p) \right] - 1 + e^{\kappa Z} / (1 + \kappa \xi_2 / p),$$

$$A_2 = \theta_{s12} - \left( 1 - e^{-\frac{pZ}{\xi_2}} \right) \left[ \theta_{s11} - \frac{(\theta_{s11} - 1) \xi_2}{\mu p} \right] - e^{-\frac{pZ}{\xi_2}} \left( 1 + \frac{\theta_{s11} - 1}{1 + \kappa \xi_2 / p} \right) - \frac{\theta_{s11} - 1}{\mu} Z$$

Для второго варианта, когда  $Z > 1$  (зоны горения разнесены)

$$\begin{cases} \frac{\mu(\theta_{i2} - 1)}{\theta_{s11} - 1} - pg \frac{1 - e^{-\kappa/p}}{\kappa} = 1 \\ Z = \frac{1}{\kappa} \ln \varphi \\ \theta_{i1} = (\theta_{s11} - 1)(1 + \kappa \xi_1) + 1 \\ \theta_{i2} = E_1 / E_2 \end{cases} \quad (2)$$

где

$$E_1 = (e^{\kappa} - e^{\kappa Z}) \left( \theta_{s12} - B_1 e^{-\frac{p(Z-1)}{\xi_2}} \right) + B_2 e^{-\frac{p(Z-1)}{\xi_2}} \left( \frac{e^{\kappa}}{\kappa \xi_2 - 1} - e^{\kappa Z} \right) - B_2 e^{\kappa Z} \left( \frac{1}{\kappa \xi_2 + 1} + 1 \right),$$

$$E_2 = e^{\kappa} \left( \frac{1}{\kappa \xi_2} - 1 \right) e^{-\frac{p(Z-1)}{\xi_2}} - \frac{e^{\kappa Z}}{\kappa \xi_2 + 1} + e^{\kappa},$$

$$B_1 = \frac{(\theta_{s11} - 1)}{\kappa \mu} \left( 1 - e^{-\frac{p}{\xi_2}} \right) + (\theta_{i1} - 1) \left[ 1 - 1 / \kappa \mu (1 + \kappa \xi_1) \right] \left( e^{\kappa} - e^{-\frac{p}{\xi_2}} \right) +$$

$$+ \frac{\theta_{s1q} - 1}{\mu} \left( 1 + \frac{\xi_2}{p} + \frac{\xi_2}{p} e^{-\frac{p}{\xi_2}} \right) + (\theta_{i1} - 1) e^{-\frac{p}{\xi_2}} / \left( 1 + \frac{\kappa \xi_2}{p} \right) + 1,$$

$$B_2 = (\theta_{s11} - 1) / \kappa \mu + (\theta_{i1} - 1) (1 - 1 / \kappa \mu (1 + \kappa \mu \xi_1)) e^{\kappa} + (\theta_{s11} - 1) / \mu + 1.$$

Для расчета обращенных фронтов горения - 3-й вариант структуры зоны горения, рис. 2, можно воспользоваться теми же уравнениями (1), (2), если провести переобозначение фракций:  $1 \leftrightarrow 2$  и, соответственно, перейти к безразмерным величинам с нормировкой по параметрам второй фракции:

Ламінарне полум'я в комбінованому газозавису.  
II. Двотемпературне наближення.

АНОТАЦІЯ

В рамках раніше розвинутого підходу до опису структури зони горіння і швидкості полум'я в бінарному газозавису, що утворений частинками різної природи, які реагують в дифузійному режимі, враховано відміну температур твердих компонентів та газової фази. Показано, що врахування двотемпературних ефектів призводить до більш ніж двохразового зниження розрахованих значень швидкості полум'я, а також трансформує області реалізації режимів ламінарного горіння газозавису.

Boyчук L.V., Shevchuk V.G., Kondratyev E.K., Zolotko A.N.

The laminar flame in combined dusts. II. Two-temperature approach.

SUMMARY

In terms of the developed approach to gas suspensions diffusion-controlled combustion, particles-gas temperature difference is calculated. It is shown that two-temperature approach leads to a more than 2-fold decrease of the calculated flame velocities and transforms the limits of different modes of laminar combustion of dusts.

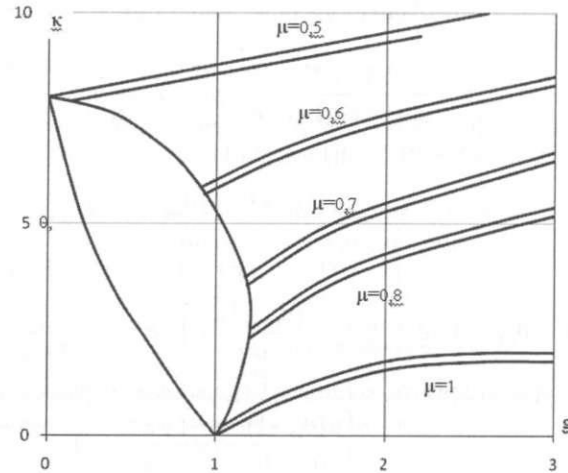


Рис.1 Зависимость безразмерной скорости пламени в двухкомпонентной газозависе от относительной концентрации второй фракции. Фиксированные параметры  $p_s=0,3$ ;  $\zeta_1=\zeta_2=0,5$ ;  $\theta_{12}=7$ ;  $\theta_{11}=4$ .

$$g' = 1/g; \quad \mu' = \frac{\mu \theta_{s12} - 1}{g \theta_{s11} - 1}; \quad p' = 1/p; \quad \kappa' = \kappa/p;$$

$$\xi'_1 = \xi_2; \quad \xi'_2 = \xi_1; \quad \theta'_{s11} = \theta_{s12}; \quad \theta'_{s12} = \theta_{s11}$$

На рис. 1 приведены рассчитанные зависимости  $k(g)$  при различных значениях параметра  $\mu$  и при тех же значениях параметров  $p$  и  $\theta_{s1,2}$ , что и аналогичные зависимости в однотемпературном приближении (рис. 1). Из сравнения результатов расчета в этих двух приближениях следует, что уровень безразмерных скоростей пламени в двухтемпературном приближении более чем в два раза ниже. Это объясняется сильным превышением температуры газа над температурой частиц в точках воспламенения, что в однотемпературном приближении было бы эквивалентно увеличению температуры самовоспламенения частиц. Это же обстоятельство приводит к трансформации по сравнению с однотемпературным вариантом области реализации индукционного режима горения. Кроме того, увеличение инерционности теплообмена второй фракции с газом (рост параметра  $\zeta_2$ ) приводит к значительному расширению области реализации индукционного режима из-за падения скорости пламени по второй фракции. Если инерционность теплообмена второй фракции с газом больше, чем первой, то фактически невозможна реализация режима слияния, а область реализации (по параметрам  $\mu$  и  $g$ ) переходного режима (зоны горения фракций перекрываются -  $Z < 1$ ) сильно сужается.