

Структура ламинарного диффузионного двухфазного факела

Рассмотрена теоретическая модель ламинарного диффузионного двухфазного факела (ЛДДФ), сформулированная с учетом конечности скорости взаимодействия окислителя с твердым горючим. В модели использованы общепринятые при описании двухфазных потоков методы механики сплошной среды. Выявлены основные особенности структуры ЛДДФ, ее аналогии и отличия от диффузионного гомогенного факела. Показано, что для ЛДДФ, в котором диффузия дисперсного горючего навстречу окислителю отсутствует, накопление тепла внутри факела приводит к повышению температуры в зоне горения сверх адиабатической вплоть до предельной, равной $2T_{ad}$. Установлено, что, в зависимости от параметров задачи, выгорание газозвеси в ЛДДФ возможно не только во внешнем диффузионном режиме, но и в условиях, когда сказываются ограничения, обусловленные конечностью скорости объемного реагирования газозвеси. Обнаружено существование предела стационарного горения газозвеси в ЛДДФ. Рассчитана и проанализирована детальная структура зоны горения ЛДДФ.

Факельное горение газозвеси частиц твердых горючих, так же как и горение газообразных горючих, может быть организовано двумя различными способами. В случае, когда частицы горючего взвешены в окисляющем газе, образующийся факел является аналогом газового пламени в горелке Бунзена. Если же горючее диспергировано в инертном газе, а газообразный окислитель подается в спутном потоке, газозвесь сгорает в факеле, который по аналогии с факелом предварительно не перемешанных газов называют диффузионным двухфазным (ЛДДФ) [1].

Горение в ламинарном диффузионном гомогенном факеле (ЛДФ) лимитируется смешением газообразных горючего и окислителя, прежде всего, в результате их встречной диффузии, и происходит в очень узкой зоне на границе раздела горючего и окислителя [2, 3]. Поэтому для теоретического описания ЛДФ достаточно широко используется приближение поверхности горения, из которого следует, что форма и длина ЛДФ, температурные и концентрационные поля в области течения определяются начальными концентрациями и температурами горючего и окислителя, геометрией горелки, значениями коэффициентов диффузии и скоростей течения газов.

Прямые измерения распределения концентрации кислорода в поле течения двухфазного факела по данным газового анализа проб, отобранных на различной высоте над срезом горелки, были проведены в работе [1]. Результаты этих измерений, а также отсутствие зависимости длины ЛДДФ от дисперсности горючего, показали, что в условиях проведения опытов выгорание газозвеси в ЛДДФ также лимитируется внешней диффузией окислителя к зоне горения. Поэтому при теоретическом анализе двухфазного диффузионного факела авторы [1] приняли представление бесконечно тонкого фронта горе-

ния. Кроме того, они предположили, что, как и для гомогенного диффузионного факела [4], температура фронта равна адиабатической температуре горения стехиометрической смеси. Заметим, что последнее предположение в работе ничем не обосновано и носит произвольный характер. Совершенно естественно, что в этих приближениях предсказываемые теоретические зависимости как длины и формы, так и структуры факела, для ЛДДФ и ЛДГФ совпадают, и предложенная в [1] теоретическая модель не может учитывать особенности двухфазного факела, связанные с тем, что горючим являются частицы, взвешенные в газе. Поэтому результаты расчета, полученные в рамках модели [1], могут рассматриваться только как нулевое приближение.

В настоящей работе для выявления основных особенностей структуры ламинарного диффузионного двухфазного факела (ЛДДФ), ее аналогий и отличий от структуры диффузионного гомогенного факела (ЛДГФ), используется теоретическая модель, в которой учтена конечность скорости гетерогенного взаимодействия окислителя с диспергированным горючим в факеле [5].

При записи системы дифференциальных уравнений математической модели применены общепринятые при описании двухфазных потоков методы механики сплошной среды [6] с использованием следующих основных упрощающих предположений:

1. для исключения из рассмотрения газодинамических эффектов, полагается, что скорости спутных потоков равны и постоянны по сечению и вдоль струи и частицы горючего полностью увлекаются потоком;
2. коэффициенты бинарной диффузии газов и температуропроводности равны, постоянны и не зависят от температуры и состава газовой фазы, плотности несущего частицы и окисляющего газов одинаковы;
3. макроскопическая скорость одностадийной реакции на поверхности частиц горючего зависит как от кинетического, так и диффузионного факторов [7], число молей газа при реакции не меняется;
4. система "газ - частицы" описывается в двухтемпературном приближении, теплообмен излучением не учитывается.

В этих допущениях система уравнений, описывающих стационарное факельное горение газозвеси частиц горючего, предварительно не перемешанной с окислителем, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(yu\rho_{ox}) &= \frac{\partial}{\partial y}\left(yD_g \frac{\partial \rho_{ox}}{\partial y}\right) - S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y \\ \frac{\partial}{\partial x}(yuC_f) &= -f \cdot S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y \\ \frac{\partial}{\partial x}\left[yu(\rho_g + C_k)c_p T_g\right] &= \frac{\partial}{\partial y}\left(y\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y}\right) + \alpha \cdot S(T_p - T_g)y + c_p \cdot T_g \cdot f \cdot S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y \\ \frac{\partial}{\partial x}\left[yuC_f c_p T_p\right] &= f \cdot q \cdot S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y - \alpha \cdot S(T_p - T_g)y - c_p \cdot T_p \cdot f \cdot S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned}
x = 0: \quad & 0 \leq y < R_1 \quad \rho_{\text{ox}} = 0; \quad C_f = C_{f0}; \quad T_g = \varphi(y); \quad T_p = T_g; \\
& R_1 \leq y < R_2 \quad \rho_{\text{ox}} = \rho_{\text{ox}}^0; \quad C_f = 0; \quad T_g = \varphi(y); \quad T_p = T_g; \\
& \varphi(y) = T_g^0 + T_g^* \cdot \exp\left[-\left(\frac{y - R_1}{2\sigma R_2}\right)^2\right]; \quad \sigma = 0.005 \div 0.01; \quad (2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
x > 0: \quad & y = 0; \quad y = R_2; \\
& \frac{\partial \rho_{\text{ox}}}{\partial y} = \frac{\partial C_f}{\partial y} = \frac{\partial T_g}{\partial y} = \frac{\partial T_p}{\partial y} = 0;
\end{aligned}$$

здесь y, x - радиальная и аксиальная координаты, соответственно; u - скорость газового потока, $C_f, \rho_{\text{ox}}, C_k$ - массовые концентрации горючего, окислителя и к-фазы продуктов сгорания, T_p и T_g - температура дисперсной фазы и газа, $W = k\beta / (k + \beta)$ - константа макроскопической скорости химической реакции, $S = 4\pi r_p^2 \cdot N$ - поверхность частиц в единице объема газозвеси; N - число частиц в единице объема газозвеси; r_p - радиус частицы горючего; $k = k_0 \cdot \exp(-E/RT_p)$ - константа скорости химической реакции на поверхности частиц, $\beta = D_g/r_p$ и $\alpha = \lambda_g/r_p$ - коэффициенты массообмена и теплообмена для частиц, D_g - коэффициент диффузии, ρ_g - плотность газа, R_1, R_2 - радиусы внутренней и внешней трубок горелки, c_p - удельная теплоемкость газа и к-фазы, q - тепловой эффект химической реакции в расчете на единицу массы горючего, $f = \nu_f \mu_f / \nu_{\text{ox}} \mu_{\text{ox}}$ - массовый стехиометрический коэффициент, μ_f, μ_{ox} - молекулярные массы, ν_f, ν_{ox} - стехиометрические коэффициенты горючего и окислителя, соответственно. Функция $\varphi(y)$ задает профиль температуры газа на срезе горелки, необходимый для инициирования процесса горения.

Известно [8,9], что при факельном сжигании газозвеси частиц металлов в кислородсодержащих средах образуются конденсированные окислы, как правило в виде ультрадисперсных частиц. Поэтому для обеспечения возможности моделирования ЛДДФ газозвеси частиц металлов с учетом межфазного обмена между конденсированными продуктами горения и газом в уравнения теплового баланса для дисперсного горючего и газовой фазы добавлено последнее слагаемое.

Текущая массовая концентрация продуктов горения C_k в отсутствие диффузии к-фазы, однозначно связана с концентрацией горючего C_f алгебраическим соотношением:

$$C_k = \frac{\nu_k \mu_k}{\nu_f \mu_f} \cdot C_f^0 \cdot \left(1 - \frac{C_f}{C_f^0}\right),$$

а температура субмикронных частиц конденсированных оксидов равна температуре газа.

Система уравнений (1.1) – (1.2) перед решением приводилась к безразмерному виду. В качестве безразмерных зависимых переменных были введены следующие величины:

$$\xi = y/R_1 - \text{радиальная координата и } \eta = xD/R_1^2 u - \text{аксиальная координата,}$$

$$C_{\text{ox}} = \frac{\rho_{\text{ox}}}{\rho_{\text{ox}}^0}, \quad B_f = \frac{C_f}{C_f^0}, \quad \Theta_g = \frac{T_g - T_g^0}{T_{\text{ad}} - T_g^0}, \quad \Theta_p = \frac{T_p - T_p^0}{T_{\text{ad}} - T_p^0}.$$

Здесь $T_{\text{ad}} = T_g^0 + q \chi / c_p$ - адиабатическая температура горения стехиометрической смеси окисляющего газа и газозвеси частиц горючего в инертном газе.

Для ЛДДФ множитель χ определяется через массовые концентрации горючего C_f^0 , окислителя ρ_{ox}^0 и стехиометрический коэффициент f как

$$\chi = \frac{C_f^0}{C_f^0 + \rho_g (1 + 1/\alpha^*)}, \quad \text{где } \alpha^* = f \rho_{\text{ox}}^0 / C_f^0.$$

В безразмерных переменных система (1) – (2) имеет вид (3):

$$\frac{\partial(\xi C_{\text{ox}})}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial C_{\text{ox}}}{\partial \xi} \right) - \Lambda_0 \Phi_0 C_{\text{ox}} B_f^{2/3} \cdot \Psi(\Theta_p, B_f) \cdot \xi$$

$$\frac{\partial(\xi B_f)}{\partial \eta} = -\alpha^* \Lambda_0 \Phi_0 C_{\text{ox}} B_f^{2/3} \cdot \Psi(\Theta_p, B_f) \cdot \xi$$

$$\frac{\partial[\xi \cdot \phi(B_f) \cdot \Theta_g]}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \Theta_g}{\partial \xi} \right) + \Lambda_0 B_f^{1/3} (\Theta_p - \Theta_g) \xi + \alpha^* \Lambda_0 \Phi_0 C_{\text{ox}} B_f^{2/3} (\Theta_p + \Theta_{p0}) \Psi(\Theta_p, B_f) \frac{C_f^0}{\rho_g} \cdot \xi$$

$$\frac{\partial \Theta_p}{\partial \eta} = \frac{\alpha^* \Lambda_0 \Phi_0 C_{\text{ox}} \cdot \Psi(\Theta_p, B_f)}{\chi \cdot B_f^{1/3}} - \frac{\Omega}{B_f^{2/3}} \cdot (\Theta_p - \Theta_g)$$

с граничными условиями:

$$\eta = 0: \quad 0 \leq \xi < 1 \quad C_{\text{ox}} = 0; \quad B_f = 1;$$

$$1 \leq \xi < \omega \quad C_{\text{ox}} = 1; \quad B_f = 0;$$

$$\Theta_g = \Theta_g^* \cdot \exp \left[- \left(\frac{\xi - 1}{2\sigma \cdot \omega} \right)^2 \right]; \quad \Theta_{p0} = \Theta_{g0}; \quad (4)$$

$$\eta > 0: \quad \xi = 0; \quad \xi = \omega;$$

$$\frac{\partial C_{\text{ox}}}{\partial \xi} = \frac{\partial B_f}{\partial \xi} = \frac{\partial \Theta_g}{\partial \xi} = \frac{\partial \Theta_p}{\partial \xi} = 0;$$

Функция $\Psi(\Theta_p, B_f)$ и $\phi(B_f)$ имеют следующий вид:

$$\Psi(\Theta_p, B_f) = \frac{\exp[-\gamma / (\Theta_p + \Theta_{p0})]}{\Phi_0 \cdot B_f^{1/3} \cdot \exp[-\gamma / (\Theta_p + \Theta_{p0})] + 1}, \quad \phi(B_f) = 1 + \frac{C_f^0 \cdot \nu_k \mu_k}{\rho_g \cdot \nu_f \mu_f} \cdot (1 - B_f),$$

где $\Theta_{p0} = T_p^0 / (T_{\text{ad}} - T_p^0)$.

В (3) и (4) использованы следующие безразмерные параметры:

$$\Lambda_0 = \frac{3 \cdot R_1^2 \cdot C_f^0}{r_{p0}^2 \cdot \rho_p}; \quad \Phi_0 = \frac{k_0 \cdot r_{p0}}{D_g}; \quad \alpha^* = \frac{f \cdot \rho_{\text{ox}}}{C_f^0}; \quad \gamma = \frac{E \cdot c_p}{R \cdot q \cdot \chi}; \quad \Omega = \frac{3 \cdot R_1^2 \cdot \rho_g}{r_{p0}^2 \cdot \rho_p}; \quad \omega = \frac{R_2}{R_1}$$

Так как система нелинейных дифференциальных уравнений (3), (4) может

быть решена только с помощью численных методов, для записи дискретного аналога исходной системы уравнений был применен метод контрольного объема, описанный в работе [10]. Расчетная область разбивалась на некоторое число непересекающихся контрольных объемов таким образом, что каждая узловая точка сетки содержалась в одном контрольном объеме. Дифференциальное уравнение интегрировалось по каждому контрольному объему. Для вычисления интегралов использовались кусочные профили, которые описывали изменение зависимой переменной между узловыми точками. В результате находился дискретный аналог дифференциального уравнения, в который входили значения искомой функции в нескольких узловых точках.

Отношение характерных масштабов задачи в радиальном направлении может быть достаточно большим. Поэтому для уменьшения погрешности аппроксимации по радиальной координате и хорошего пространственного разрешения зоны горения применялась автоматическая адаптация расчетной сетки. Примененный вариационный метод построения адаптирующейся сетки [11] позволил достаточно легко регулировать адаптационные характеристики сетки и устранить эмпиричность преобразования координат, автоматизируя процесс адаптации. Для построения сетки необходимо было задать только максимальный и минимальный шаги сетки. Расчетная область в радиальном направлении содержала обычно 80-100 узловых точек. Минимальный шаг сетки выбирался автоматически таким образом, чтобы в зоне горения содержалось не менее 5 узловых точек. Максимальный шаг сетки выбирался равным 2-4 шагам для равномерной сетки. В качестве управляющей функции использовался поперечный градиент концентрации дисперсного горючего.

Обратимся теперь к обсуждению результатов расчета.

На рис. 1 приведена расчетная зависимость максимальной температуры в зоне горения диффузионного двухфазного факела от высоты над срезом горелки. На том же рисунке для сравнения пунктиром обозначена температура фронта горения ламинарного диффузионного газового факела. Постоянство температуры горения диффузионного газового факела было впервые доказано в работе [4], в которой было показано, что для ЛДФ при отсутствии теплопотерь и равенстве числа единицы числа Льюиса температура горения равна адиабатической температуре горения стехиометрической смеси исходных газовых реагентов. Для одностадийной реакции стехиометрическая смесь образуется смешением $v_f \mu_f$ грамм горючего и $v_{ox} \mu_{ox}$ грамм кислорода. Так как кислород и горючее могут быть разбавлены инертным газом, то должны быть смешаны $v_f \mu_f / a_{f0}$ грамм горючего газа и $v_{ox} \mu_{ox} / a_{ox}^0$ грамм окисляющего газа, где $a_{f0} = C_{f0} / \rho_g$, и $a_{ox}^0 = \rho_{ox}^0 / \rho_g$ - массовые доли горючего и кислорода, ρ_g - плотность газа. Адиабатический разогрев стехиометрической смеси легко найти из уравнения теплового баланса

$$c_p \left(\frac{v_f \mu_f}{a_{f0}} + \frac{v_{ox} \mu_{ox}}{a_{ox}^0} \right) (T_{ad} - T_0) = v_f \mu_f q_f,$$

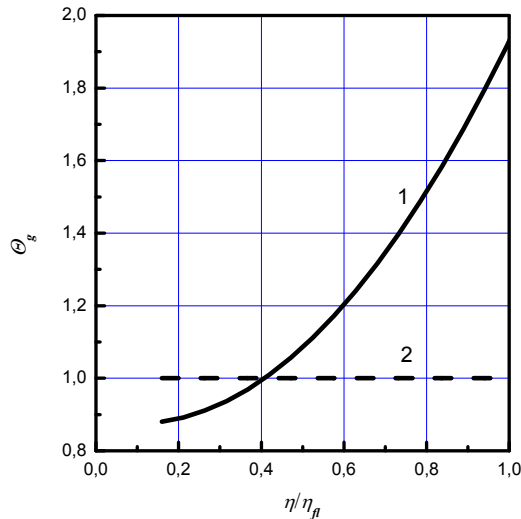


Рис. 1. Расчетная зависимость температуры горения в диффузионном факеле от высоты над срезом горелки.
1 - двухфазный факел, 2 - газовый факел.

где q_f – тепловой эффект реакции в расчете на 1 грамм горючего, c_p – удельная теплоемкость, T_0 - начальная температура реагентов. И выражение для адиабатической температуры горения имеет следующий вид:

$$T_{ad} = T_0 + \frac{q_f}{c_p} \frac{a_f}{(1 + \xi \frac{a_f}{a_{ox}})} \quad (5)$$

где $\xi = \frac{v_f \mu_f}{v_{ox} \mu_{ox}}$ массовый стехиометрический коэффициент.

Внутри конуса диффузионного факела, разделяющего горючее и окислитель, в результате притока тепловой энергии теплопроводностью из зоны горения температура возрастает по высоте. При этом в газовом факеле (с избытком окислителя) диффузионный перенос горючего в направлении фронта пламени и продуктов сгорания в обратном направлении приводит к уменьшению концентрации горючего внутри конуса факела от начального значения у среза горелки до нуля в вершине факела. В случае равенства коэффициентов диффузии и температуропроводности и отсутствии радиационных теплопотерь эти процессы приводят к тому, что температура горения постоянна на всей поверхности горения газового факела и равна адиабатической - кривая 2 на рисунке 1.

Для двухфазного диффузионного факела, одна из отличительных особенностей которого заключается в отсутствии диффузии дисперсного горючего навстречу окислителю, накопление тепла внутри факела вверх по его течению не компенсируется снижением концентрации горючего. В результате по всей длине факела в реакцию вступает газовзвесь с концентрацией равной начальной, но с все более высокой начальной температурой T , что приводит к повышению температуры в зоне горения сверх адиабатической (рис.1, кривая 1). Заметим,

что при расчете адиабатической температуры горения двухфазного факела массовая доля горючего в газозвеси в выражении (5) должна определяться как $a_{f0} = C_{f0} / (\rho_g + C_{f0})$. Если вблизи вершины факела инертная газозвесь прогреется до T_{ad} , то, очевидно, что в зоне горения может быть достигнута предельная сверхадиабатическая температура равная $2T_{ad}$.

Еще одно существенное отличие диффузионного двухфазного факела от гомогенного состоит в том, что смешение дисперсного горючего и газообразного окислителя происходит не на молекулярном, а на макроуровне - окислитель вступает в реакцию на (вблизи) поверхности частиц горючего. В работе [1] было показано, что масштабом толщины этой зоны может служить характерная глубина проникновения окислителя внутрь зоны горения ЛДДФ при гетерогенном реагировании частиц, определяемая как $Y_0 = \sqrt{\frac{D_g}{k_f}}$, где D_g - коэффициент

диффузии, $k_f = S \frac{k\beta}{k + \beta}$ - объемная скорость реакции в факеле. В безразмерной

системе уравнений (3) параметр Λ_0 равен отношению характерных времен диффузии окислителя: внешней - $\tau_d = R_1^2/D_g$ и вглубь факела на глубину проникновения - $\tau_r = Y_0^2/D_g$, или, если принять, что значения коэффициентов диффузии в обдуваемом газе и в зоне горения одинаковы, $\Lambda_0 = (R_1/Y_0)^2$. Поэтому о степени влияния параметров дисперсного горючего на скорость выгорания газозвеси в двухфазном факеле можно судить по зависимости длины ЛДДФ от параметра Λ_0 - рис. 2. Как видно из рисунка, для значений $\Lambda_0 > 150$ длина факела практически не зависит от Λ_0 . Это свидетельствует о том, что скорость горения газозвеси определяется скоростью диффузии окислителя к зоне горения и использование приближения бесконечно тонкой зоны горения для расчета длины ЛДДФ вполне допустимо. По мере уменьшения значения Λ_0 длина факела заметно увеличивается, т.е. начинают сказываться ограничения, обусловленные

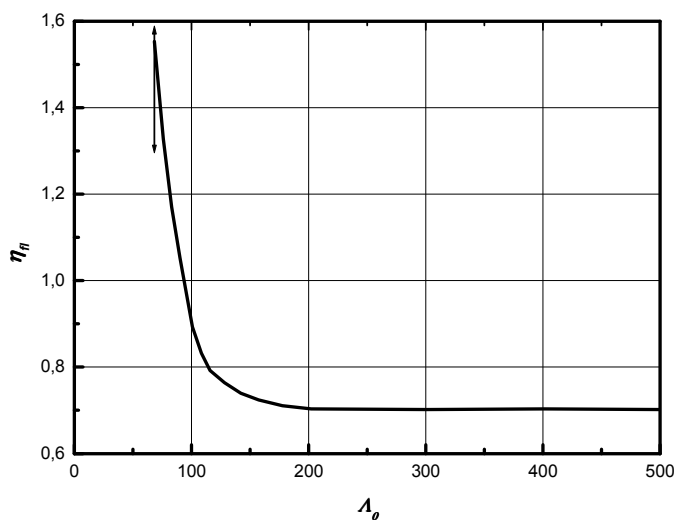


Рис. 2. Зависимость безразмерной длины ЛДДФ от параметра Λ_0 .

конечностью скорости объемного реагирования газозвеси. Необходимо подчеркнуть, что как показал расчет, существует некоторое минимальное значение $\Lambda_0^{кр}$, отмеченное на рис. 2 вертикальной чертой, ниже которого стационарное горение газозвеси в диффузионном факеле не может быть реализовано. Естественно, что величина $\Lambda_0^{кр}$ является функцией параметров задачи. Расчетное и экспериментальное исследование пределов существования ЛДДФ представляет самостоятельный интерес.

Предложенная теоретическая модель ЛДДФ позволила получить детальную структуру зоны горения диффузионного двухфазного факела. На рисунке 3 в безразмерных координатах для двух сильно различающихся значений параметра Φ_0 ($\Phi_0 = 720$ и $\Phi_0 = 7.2$) приведены типичные радиальные распределения характерных величин: по сечению факела ($\eta/\eta_{fl} = 0.5$) концентраций окислителя C_{ox} и горючего V_f - кривая 1 и 2, соответственно, температур газа Θ_g и частиц Θ_p - кривые 3 и 4, соответственно, скорости тепловыделения Z - кривая 5, и относительной концентрации окислителя на поверхности частиц $\beta/(\kappa+\beta)$ - кривая 6. Зона горения определена здесь как область, где скорость тепловыделения отлична от нуля. Условно эта область на рисунке разделена на три зоны: I - предпламенная зона, II - зона химической реакции, и III - зона догорания. Внутренняя граница зоны I и внешняя граница зоны III находятся в точках, где скорость тепловыделения обращается в нуль, а границы зоны химической реакции - в точках перегиба функции тепловыделения, где производная функции тепловыделения имеет локальные экстремумы.

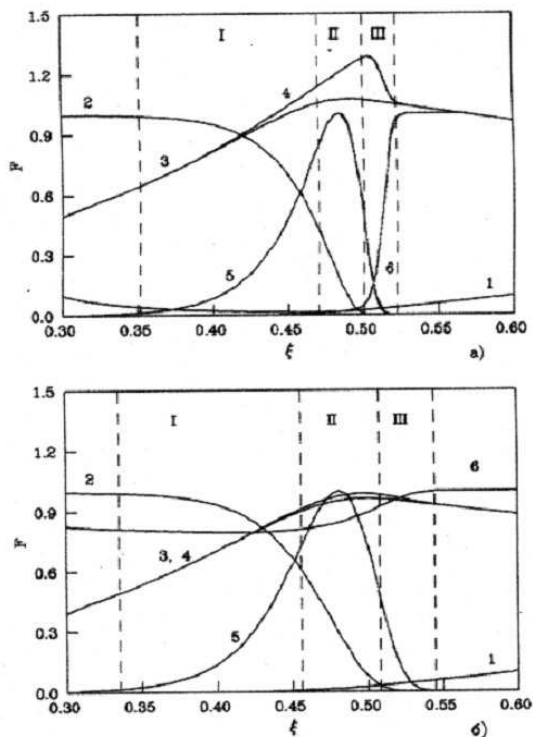


Рис. 3. Структура зоны горения ЛДДФ при различных режимах горения частиц.
а) – диффузионный режим ($\Phi_0 = 720$); б) – кинетический режим ($\Phi_0 = 7.2$).
 $\alpha = 11$, $\Lambda_0 = 2800$, $\gamma = 1.5$, $\Omega = 900$, $\omega = 2$.

Как видно из сравнения данных, представленных на рис. 3а и 3б, в зависимости от значений параметра Φ_0 , стационарный ламинарный диффузионный двухфазный факел может реализоваться как при диффузионном (рис. 3а), так и при кинетическом (рис. 3б) режимах горения индивидуальных частиц газозвеси. О режиме горения частиц в факеле можно судить по величине относительной концентрации окислителя на поверхности частицы, а также по наличию или отсутствию разогрева частиц по сравнению с окружающим их газом. Для газозвеси диффузионно горящих частиц ($\Phi_0 = 720$) их температура в зоне реакции - кривая 4 - заметно превышает температуру газа - кривая 3, а концентрация окислителя вблизи поверхности частиц стремится к нулю - кривая 6. Тогда как для значения $\Phi_0 = 7.2$ температуры частиц и газа на всем протяжении зоны горения практически совпадают, а отношение концентраций кислорода вблизи поверхности частицы и вдали от нее $\beta/(k+\beta) \approx 0,9$, т.е. макроскопическая скорость гетерогенной реакции определяется кинетическим сопротивлением.

В заключение отметим, что даже при внешнем диффузионном режиме горения газозвеси, когда суммарная ширина зон I и II много меньше размеров горелки - $\Delta\xi_{II} < 0,1$, а концентрация кислорода C_{O_2} у внешней границы зоны горения близка к нулю (кривая 1), для обоих режимов горения изменение фактора, контролирующего макрокинетику реакции на поверхности индивидуальных частиц в газозвеси, заметно меняет как ширину зоны реакции (II), так и ширину зоны догорания (III). Если для $\Phi_0 = 720$ величина $\Delta\xi_{II} \approx 0,05$, то для $\Phi_0 = 7.2$ - $\Delta\xi_{II} \approx 0,09$.

Литература

1. Агеев Н.Д., Вовчук Я.И., Горошин С.В., Золотко А.Н., Полетаев Н.И. Стационарное горение газозвесей твердых горючих. Ламинарный диффузионный двухфазный факел. //Физика горения и взрыва. – 1990. –Т.26, №6. – С. 54 - 62.
2. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения. – М.: Наука, 1980. – 478 с.
3. Hottel Н.С., Hawthorn W.R. 3-rd Symposium on Comb.. Edited by В. Lewis, Н.С. Hottel, А.Ј. Nerad. Baltimore, Williams & Wilkins Company, 1949, P.254 - 266.
4. Зельдович Я.Б. К теории горения неперемешанных газов //Журнал физической химии. – 1949, Т.19, – С.1199-1210.
5. Полетаев Н.И.. Исследование структуры ламинарного диффузионного двухфазного факела. Дис. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. н. – Одесса, 1993.
6. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. - М.: Наука, 1987. – 300 с.
7. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1967.– 690 с.

8. Золотко А.Н., Вовчук Я. И., Полетаев Н. И., Флорко А. В, Альтман И. С. //Физика горения и взрыва. Синтез нанооксидов в двухфазных ламинарных пламенах. – 1996. – Т. 32, №3. – С. 24 - 32.
9. Gas Phase Nanoparticle Synthesis. Edited by C.G. Granqvist, L.B. Kish, W.H. Marlow. Dordrecht, Kluwer Academic, The Netherlands, – 2004. – P. 123-156.
10. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М. Энергоатомиздат, 1984. – 150 с.
11. Накасахи К., Дейуэрт Дж. С. Автоматический метод построения адаптирующихся сеток и их применение в задачах обтекания профиля. //Аэрокосмическая техника. – 1987. №12. – С. 71 -84.

М.І. Полетаєв, Я.І. Вовчук

Структура ламінарного дифузійного двофазного факелу

АНОТАЦІЯ

Розглянута теоретична модель ламінарного дифузійного двофазного факелу (ЛДДФ), яка сформульована з урахуванням кінцевої швидкості взаємодії окислювача з твердим паливом. В моделі використані загально прийняті при описі двофазних потоків методи механіки суцільного середовища. Виявлені основні особливості структури ЛДДФ, її аналогії та відмінності від дифузійного гомогенного факелу. Показано, що для ЛДДФ, в якому дифузія дисперсного палива назустріч окислювачу відсутня, накопичення тепла всередині факелу призводить до підвищення температури в зоні горіння понад адіабатичною аж до граничної, рівної $2T_{ad}$. Встановлено, що, в залежності від параметрів задачі, вигорання газозавису в ЛДДФ можливе не тільки у зовнішньому дифузійному режимі, але і в умовах, коли позначаються обмеження, що обумовлені кінцевою швидкістю об'ємного реагування газозавису. Виявлено існування межі стаціонарного горіння газозавису в ЛДДФ. Розраховано і проаналізовано детальну структуру зони горіння ЛДДФ.

N.I. Poletaev, Y.I. Vovchuk

Structure of laminar diffusion dust flame

SUMMARY

The theoretical model of laminar diffusion dust flame (LDDF) is considered. The model was formulated taking into account the finite rate of the interaction between oxidant and solid fuel. The methods of mechanics of continuum, which are generally accepted for description of two-phase streams, are used in the model. The basic features of the LDDF structure, its analogies and differences with a diffusion

homogeneous flame are displayed. It is shown that for LDDF, for which diffusion of dispersed fuel towards the oxidant is absent, accumulation of heat into a stream results in the increase of temperature in the burning zone over adiabatic even up to maximum, equal $2T_{ad}$. It is shown that, depending on the parameters of two-phase system, burning out of the fuel in LDDF is possible not only in the external diffusive mode but also in the conditions when the limitations conditioned by restriction of finite volume reaction rate in a dust flame are essential. Discovered existence of limit of the stationary combustion of the dust in LDDF. The detailed structure of the combustion zone for LDDF was computed and analyzed.