

К АНАЛИЗУ ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТИ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин
(Ухта)

В работе [1] авторами на основе квазиодномерной модели рассмотрен процесс диффузионного выгорания жидкости в свободно-конвективном факеле над ее поверхностью. Квазиодномерный подход к описанию такого процесса основывается на замене струйного свободно-восходящего движения в газе одномерным, локализованным в вертикальном цилиндрическом пространстве над зеркалом жидкости при сохранении в модельной структуре величины полного расхода вещества. В такой постановке задача о стационарном горении жидкости сводится к необходимости решения системы квазиодномерных уравнений диффузионного переноса вещества и теплоты следующего вида¹:

$$\rho_1 u_1 \frac{dc_j}{d\xi} = \rho_1 D \frac{d^2 c_j}{d\xi^2} + e_j W - \bar{\alpha}_c (c_j - c_{jm}), \quad (1)$$

$$\rho_i u_i c_{pi} \frac{dT_i}{d\xi} = \lambda_i \frac{d^2 T_i}{d\xi^2} + e_i [qW - \bar{\alpha}_T (T_i - T_{im})]. \quad (2)$$

Процессы поперечного тепло- и массопереноса в реальном факеле отображаются в квазиодномерной модели заданием эффективных поперечных тепловых q_T и диффузионных q_c потоков паров, окислителя, продукта и инертной примеси

$$q_{Ti} = \bar{\alpha}_T (T_i - T_{im}); \quad q_{cj} = \bar{\alpha}_{cj} (c_j - c_{jm}). \quad (3)$$

При такой же схематизации процесса вопрос об определении коэффициентов поперечного переноса $\bar{\alpha}_T$ и $\bar{\alpha}_{cj}$ является центральным. В [1] он решен на основе допущения об однозначной связи между изменением вертикальной составляющей потока вещества и поперечными диффузионными потоками. В результате среднее по длине факела значение коэффициентов поперечного массопереноса определяется выражением

$$\bar{\alpha}_{cj} = \bar{\alpha}_c = \frac{1}{l_{\Phi}} \int_0^{l_{\Phi}} \frac{dG}{dx} dx,$$

а из соображений размерности принимается $\bar{\alpha}_T = c_{p1} \bar{\alpha}_c$.

Возможен иной способ определения $\bar{\alpha}_T$ и $\bar{\alpha}_{cj}$, основанный на непосредственной оценке интенсивности диффузии и кондуктивной теплопередачи в поперечном направлении. Учитывая, что члены q_{cj} определяют диффузионный перенос вещества из единицы объема пространства за единицу времени, справедлива следующая оценка:

$$\bar{\alpha}_{cj} (c_j - c_{jm}) = \frac{\rho_1 D (c_j - c_{jm}) \pi d}{(d/2) (\pi d^2/4)},$$

откуда следует, что

$$\bar{\alpha}_{cj} = \bar{\alpha}_c = 8\rho_1 D/d^2 \quad (4)$$

(при оценке $\bar{\alpha}_c$ в качестве масштаба поперечного переноса принят радиус резервуара $d/2$).

¹ Здесь и далее, за исключением особо оговоренных случаев, обозначения те же, что и в [1].

Рассуждая аналогично, для поперечного теплопереноса в газовой фазе получим

$$\bar{\alpha}_T = 8\lambda_1/d^2. \quad (5)$$

При обычном допущении о равенстве коэффициентов температуропроводности и диффузии в газе ($a_1 = D$) между коэффициентами поперечного переноса устанавливается связь²

$$\bar{\alpha}_T = c_{p1}\bar{\alpha}_c. \quad (6)$$

При принятых в [1] граничных условиях в невозмущенной атмосфере, на фронте пламени и свободной поверхности и значениях масштабных величин ($0 < \xi < \xi_\Phi$, $c_{bm} = 0$, $T_{1m} = T_\Phi$; $\xi > \xi_\Phi$, $c_{am} = c_{a*}$, $T_{1m} = T_{1*}$) условие (6) обеспечивает подобие тепловых и концентрационных полей в свободно-конвективном факеле. В остальном процедура отыскания решения задачи остается такой же, как и в [1]. С учетом выражений (4)–(6) функции, определяющие основные характеристики факела, имеют следующий вид:

$$\bar{\xi}_\Phi = \sqrt{\frac{\bar{\Omega} + 1}{8(\bar{\Omega} - \beta)}} \cdot \ln(1 + \beta), \quad (7)$$

$$\bar{u}_2 = \rho_{12} \sqrt{\frac{8}{(\bar{\Omega} - \beta)(\bar{\Omega} + 1)}} (1 + \beta), \quad (8)$$

$$\bar{T}_0 = \frac{\vartheta - \vartheta_\Pi + \bar{\Omega} + \omega}{\bar{\Omega} + 1} \left[1 - \beta \frac{\vartheta + \bar{\Omega}(1 + \vartheta_\Pi - \omega)}{\bar{\Omega}(\vartheta - \vartheta_\Pi + \bar{\Omega} + \omega)} \right],$$

$$\beta = \bar{\Omega} \kappa \exp(-n\vartheta_\Pi/\bar{T}_0),$$

$$\bar{T}_\Phi = [\bar{T}_0 + \beta(1 + \vartheta/\bar{\Omega})]/(1 + \beta),$$

где

$$\begin{aligned} \bar{\xi}_\Phi &= \xi_\Phi/d; \quad \bar{u}_2 = u_2 d/D, \quad \bar{T}_0 = T_0/T_{1*}, \quad \bar{T}_\Phi = T_\Phi/T_{1*}; \\ \rho_{12} &= \rho_1/\rho_2; \quad \omega = T_{2*}/T_{1*}; \quad \vartheta = q/c_{p1}T_{1*}, \quad \vartheta_\Pi = q_\Pi/c_{p1}T_{1*}; \\ n &= c_{p1}/R_b. \end{aligned}$$

Объединяя функции (7) и (8), получим уравнение, связывающее между собой два основных параметра факела — координату фронта горения $\bar{\xi}_\Phi$ и линейную скорость выгорания жидкости u_2

$$\bar{\xi}_\Phi = \rho_{21}\bar{u}_2 \frac{\bar{\Omega} + 1}{8(1 + \beta)} \ln(1 + \beta).$$

Для углеводородных топлив, горящих в воздушной среде, как правило, $\bar{\Omega} \approx 10$, $\beta \approx 5 \div 10$ и $(\bar{\Omega} + 1)/8(1 + \beta) \ll 1$. Это определяет пренебрежимо слабую зависимость $(\bar{\Omega} + 1)\ln(1 + \beta)/8(1 + \beta)$ от режимного параметра β и свидетельствует о практически линейной связи между высотой пламени и массовой скоростью горения жидкости $\rho_{21}\bar{u}_2$. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными [2], представленными в [1] в виде зависимости $\bar{\xi}_\Phi \text{Fr}^{1/4} = f(\rho_{21}\bar{u}_2)$, которая удовлетворительно аппроксимируется прямой линией, проходящей через начало координат, что с точностью до слабо меняющейся величины $\text{Fr}^{1/4}$ ($\text{Fr} = 2u_1^2/gd$ — число Фруда) указывает на линейную связь между параметрами $\bar{\xi}_\Phi$ и $\rho_{21}\bar{u}_2$.

Согласно (7), при ламинарном режиме горения координата пламени должна линейно возрастать с увеличением диаметра резервуара. О достоверности такого вывода свидетельствует рис. 1, содержащий экспериментальные данные [3] по горению некоторых углеводородных

² В отличие от постановки [1], где связь (6) постулируется независимо от допущения о равенстве $a_1 = D$.

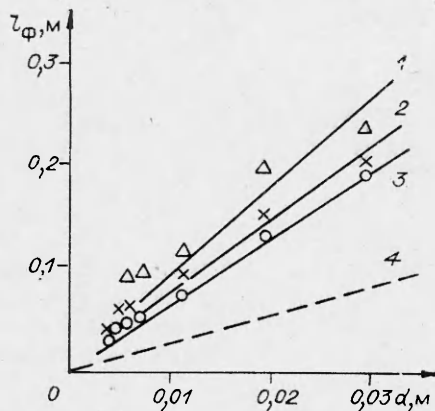


Рис. 1. Опытные данные по высоте пламени горящих топливных жидкостей [3] и их линейная аппроксимация.

1 — автомобильный бензин; 2 — тракторный керосин; 3 — дизельное топливо; 4 — расчетная зависимость $\xi_\phi(d)$ для гексана.

топлив в ламинарном факеле. Зависимость скорости горения от диаметра резервуара носит степенной характер. Причем предсказываемое теорией значение показателя степени, равное -1 , находится в пределах экспериментально наблюдаемого диапазона изменения этой величины от $-1,7$ до $-0,5$ [4]. Следует отметить, что обработка многочисленных экспериментальных данных по ламинарному горению углеводородов методами теории подобия также приводит к зависимости вида $u_2 \sim d^{-1}$.

Что касается систематических количественных сопоставлений расчетных характеристик пламени с опытными данными, то осуществить их в полном объеме пока не представляется возможным из-за отсутствия необходимых данных по физическим свойствам топливных жидкостей. В первую очередь это относится к тяжелым топливам (тракторный керосин, соляровое масло, дизельное топливо, мазут и др.). Интересно, однако, провести отдельные сопоставления для легких топлив, близких по свойствам к индивидуальным углеводородам, характеристики которых представлены в справочной литературе.

В качестве примера сравним опытные данные по высоте пламени и скорости горения бензина с соответствующими расчетными характеристиками близкого ему по свойствам гексана (C_6H_{14}). Приняв для последнего [5, 6] $\bar{\Omega} = 3,5$, $\phi = 83,3$, $\hat{v}_n = 0,667$, $n = 17,4$, $\omega = 1$, $\chi = 0,28 \cdot 10^5$, $\rho_2 = 630 \text{ кг/м}^3$, $D = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_1 = 0,8 \text{ кг/м}^3$, $T_{1*} = 300 \text{ К}$, $c_{a*} = 0,23$, получим $\xi_\phi = 2,653d$, $u_2 = 0,9 \cdot 10^{-6}/d$, где d — в м, u — в м/с.

Расчитанные по этим формулам характеристики пламени представлены на рис. 1, 4 и рис. 2 (кривая). Видно, что расчетная величина ξ_ϕ примерно в 3,2 раза меньше высоты пламени, определенной по линейной аппроксимации экспериментальных данных. Такое расхождение естественно, так как в принятой модельной постановке задачи величина ξ_ϕ — координата условного фронта горения, расположенного между зеркалом жидкости и вершиной реального пламени. При этом корреляционный коэффициент 3,2 позволяет по расчетным значениям ξ_ϕ определять высоту реального пламени при любых значениях диаметра резервуара, отвечающих ламинарному режиму горения:

$$l_\phi = 3,2\xi_\phi.$$

Данные по скорости горения жидкости характеризуются значительным разбросом экспериментальных точек, особен-

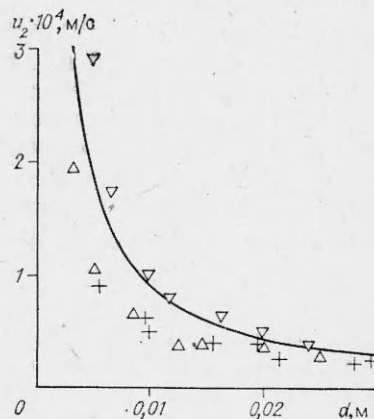


Рис. 2. Скорость ламинарного горения бензина в зависимости от диаметра резервуара [3]; точки относятся к сериям опытов с резервуарами из различного материала и с различной толщиной стенок; линия — расчетная зависимость $u_2(d)$ для гексана.

³ Значения плотности газа ρ_1 и коэффициента диффузии D определялись по средней температуре в факеле $(T_0 + T_\phi)/2 = 1000 \text{ К}$.

но при малых (менее 10 мм) диаметрах резервуара. Разброс экспериментальных данных обусловлен рядом причин, среди которых главной является утечка теплоты от жидкости к стенкам резервуара. Интенсивность утечки, определяемая толщиной и материалом стенки (различная у разных авторов), существенно влияет на скорость выгорания жидкости. Тем не менее характер изменения скорости горения с ростом диаметра просматривается достаточно отчетливо (см. рис. 2). Примечательно, что расчетная закономерность $u_2(d)$ имеет не только такой же характер, но и в количественном отношении вполне удовлетворительно согласуется с опытными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 24, 1, 3.
2. S. Sher. Comb. Flame, 1982, 47, 109.
3. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
4. Н. Н. Бахман, Л. И. Алдабаев, Н. Д. Сатинский.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
5. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
6. Справочник химика. Т. 1. Л.: Химия, 1971.

Поступила в редакцию 22/II 1986,
после доработки — 20/V 1986

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЕРХЛОРАТА АММОНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ

Г. В. Мелик-Гайказов, В. Н. Маршаков

(Москва)

В работах [1, 2] измерена электропроводность конденсированной фазы при горении модельных нитроглицериновых топлив. В [2] приведена также «термошумовая» методика измерения температуры поверхности T_s горящего топлива. В свете этих работ представляет несомненный интерес измерение удельной проводимости σ при горении перхлората аммония (ПХА) как примера соединения с ионным механизмом проводимости [3]. Знание зависимости $\sigma(T_s)$ необходимо для исследования процессов нестационарного горения, в частности процесса погасания при сбросе давления. Как известно, в твердой фазе ионные соли обладают низкой проводимостью (при 20°C $\sigma_0 \approx 10^{-6} \div 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) с сильной зависимостью ее от температуры:

$$\sigma_0(T) = A/T \cdot \exp(-E_0/RT).$$

Здесь E_0 — энергия активации удельной электропроводности; A — константа (для кристаллического ПХА в области температур 100 ÷ 350°C $E_0 = 30 \div 40$ ккал/моль [4, 5]). В жидкой фазе $\sigma_0 \approx 0,3 \div 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и слабо зависит от температуры [6—8]. Поэтому в условиях волны горения, где температура в к-фазе нарастает экспоненциально, можно считать, что при горении ПХА электропроводящей является тонкая пленка вещества с толщиной, приблизительно равной толщине реакционного слоя $\delta_{p.c.}$. Проводимость газовой фазы в этих условиях на один-два порядка ниже, чем к-фазы [1, 2].

Эксперименты по регистрации электропроводности горящего ПХА проводили на таблетках прямоугольного сечения 10 × 10, 12 × 12 мм и 12 × l (l = 2.7 ÷ 8 мм), которые прессовали из порошка ПХА с размером 160—315 мкм до плотности 1,93 г/см³. На две противоположные грани в вакууме напыляли слой металла (Zn или Pb) толщиной ~1 мкм, который служил электродом (рис. 1). С помощью медных шин, при-