

С. В. ПУЗАЧ, д-р техн. наук, профессор, заслуженный деятель науки РФ, начальник кафедры инженерной теплофизики и гидравлики Академии ГПС МЧС РФ, г. Москва, Россия

Е. С. АБАКУМОВ, преподаватель кафедры инженерной теплофизики и гидравлики Академии ГПС МЧС РФ, г. Москва, Россия

УДК 614.841

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВЫСОТЫ ПЛАМЕННОЙ ЗОНЫ ПРИ ДИФФУЗИОННОМ ГОРЕНИИ ЖИДКОСТИ

Предложена математическая модель расчета высоты пламенной зоны при диффузионном горении жидкостей с использованием теории пограничного слоя. Проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными при горении авиационного керосина. Получена зависимость угла полуоткрытия конвективной колонки от мощности тепловыделения. Объяснено значительное расхождение между приведенными в литературных источниках теоретическими и экспериментальными данными по высоте пламени при мощности тепловыделения $Q_{\text{пож}} > 4\div 5$ МВт.

Ключевые слова: пожар; пламенная зона; диффузионное горение; конвективная колонка; угол полуоткрытия.

Высота пламенной зоны является важным параметром, знание которого необходимо при решении большого круга задач пожарной безопасности. Например, при определении времени блокирования путей эвакуации опасными факторами пожара с использованием зонной модели в зависимости от высоты факела пламени осуществляется выбор формулы для расчета массового расхода газовой смеси, поступающей из конвективной колонки, образующейся над поверхностью горения, в припотолочный слой.

В зонном методе расчета динамики опасных факторов пожара [1, 2] учет формы конвективной колонки осуществляется через величину условного угла полуоткрытия колонки. Угол полуоткрытия определяется в первую очередь мощностью тепловыделения, связанной с высотой диффузионного факела.

Сравнение существующих эмпирических формул расчета высоты диффузионного пламени с экспериментальными данными показывает, что при больших мощностях тепловыделения ($Q_{\text{пож}} > 4\div 5$ МВт) теоретическая высота пламени может превышать экспериментальное значение этого параметра в несколько раз [3, 4].

В работе [4] для ламинарных и турбулентных режимов горения горючих газов, предварительно перемешанных с окислителем, предложена теоретическая модель, качественно и количественно согласующаяся с экспериментальными данными. Формулы для определения безразмерной высоты факела получены с использованием известных критериальных формул теплообмена при установившемся ламинарном и турбулентном обтекании плоской

пластины и не учитывают существенного изменения параметров потока внутри факела, вызванного его условно-конической формой, при горении жидкости.

В данной работе проведено исследование возможности использования теории пограничного слоя для расчета высоты пламенной зоны в случае диффузионного горения жидкостей с последующим определением угла полуоткрытия конвективной колонки.

Постановка задачи

На рис. 1 представлена схема задачи.

Вводим следующие допущения и упрощения сложной термогазодинамической картины течения:

- конвективная колонка имеет коническую форму, задаваемую углом полуоткрытия колонки;
- границы конвективной колонки между газовой смесью продуктов горения и окружающим воздухом являются условно непроницаемыми и твердыми.

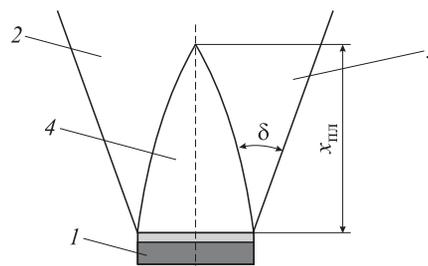


Рис. 1. Схема задачи: 1 — горючая жидкость; 2 — конвективная колонка; 3 — пограничный слой; 4 — пламенная зона; δ — толщина динамического пограничного слоя

Принимаем, что на границах конвективной колонки развиваются динамический, тепловой и диффузионный пограничные слои.

В первом приближении при расчете параметров пограничных слоев вводим следующие допущения:

- пограничный слой является турбулентным;
- выполняется тройная аналогия Рейнольдса [5] (согласно которой существует подобие концентрационных, тепловых и динамических пограничных слоев);
- пограничные слои являются плоскопараллельными (влиянием кривизны условной поверхности конвективной колонки пренебрегаем);
- влиянием продольного градиента давления на толщину пограничных слоев пренебрегаем [6, 7].

Принимаем, что пламенная зона заканчивается в точке, в которой условно смыкается концентрационный (по кислороду) пограничный слой, образующийся на границах конвективной колонки (см. рис. 1).

Зонная математическая модель

При использовании полуэмпирического метода [1, 2] массовый расход по сечению конвективной колонки находится из решения дифференциального уравнения:

$$\frac{dG}{dx} = \frac{Bx(r + x_{пл} \operatorname{tg} \gamma)^4}{T_a AG(GT_a + Bx)} + \frac{2G \operatorname{tg} \gamma}{r + x \operatorname{tg} \gamma} - \frac{B}{T_a} \left(1 - \frac{2x \operatorname{tg} \gamma}{r + x \operatorname{tg} \gamma} \right), \quad (1)$$

где G — массовый расход газов через поперечное сечение колонки, отстоящее по высоте от поверхности горения на расстояние x , кг/с;

x — координата вдоль оси симметрии колонки, отсчитываемая от поверхности горения, м;

B — размерный параметр, кг·К/(м·с);

$$B = \frac{Q_{\text{пож}}(1 - \chi)}{x_{\text{пл}} c_p};$$

$Q_{\text{пож}}$ — тепловая мощность, выделяющаяся в очаге горения, Вт;

χ — доля, приходящаяся на поступающий в ограждения тепловой поток от выделившейся в очаге горения тепловой мощности;

$x_{\text{пл}}$ — высота пламенной зоны, м;

c_p — удельная изобарная теплоемкость воздуха, Дж/(кг·К);

r — радиус поверхности горючего материала, м;

γ — угол полураскрытия конвективной колонки, рад;

T_a — температура воздуха в помещении перед пожаром, К;

A — размерный параметр, с²·м⁵/(кг²·К);

$$A = \frac{T_a R^2}{g p_a^2 \pi^2};$$

R — газовая постоянная воздуха, Дж/(кг·К);

g — ускорение свободного падения, м/с²;

p_a — атмосферное давление в помещении перед пожаром, Па.

Математическая модель расчета параметров пограничного слоя

Интегральное уравнение импульсов для плоского пограничного слоя при введенных допущениях имеет вид [5]:

$$\frac{d\operatorname{Re}^{**}}{d\bar{x}} = \frac{c_f}{2} \operatorname{Re}_L, \quad (2)$$

где Re^{**} , Re_L — числа Рейнольдса;

$$\operatorname{Re}^{**} = \rho_0 w_0 \delta^{**} / \mu_0;$$

$$\operatorname{Re}_L = \rho_0 w_0 L / \mu_0;$$

ρ_0 — плотность газовой смеси на внешней границе пограничного слоя, кг/м³;

w_0 — скорость на внешней границе пограничного слоя, м/с;

δ^{**} — толщина потери импульса, м;

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho w_x}{\rho_0 w_0} \left(1 - \frac{w_x}{w_0} \right) dy;$$

ρ — плотность газовой среды, кг/м³;

w_x — проекция скорости на ось x внутри пограничного слоя, м/с;

μ_0 — коэффициент динамической вязкости, кг/(с·м);

L — характерный размер, м;

\bar{x} — относительная координата вдоль длины пограничного слоя; $\bar{x} = x/L$;

c_f — коэффициент трения;

$$c_f = \frac{2\tau_w}{\rho_0 w_0^2};$$

τ_w — касательное напряжение на стенке, Па.

Коэффициент трения из уравнения (2) определяется из [5]:

$$c_f = c_{f_0} \Psi_{\Sigma}, \quad (3)$$

где c_{f_0} — коэффициент трения в “эталонном” пограничном слое [5];

$$c_{f_0} = B / (\operatorname{Re}^{**})^m;$$

$$B = 0,0256; m = 0,25;$$

Ψ_{Σ} — относительный закон трения.

Величина Ψ_{Σ} определяется как [5]:

$$\Psi_{\Sigma} = \Psi_T \Psi_{\varepsilon}, \quad (4)$$

$$\text{где } \Psi_T = \left[2 / \left(\sqrt{T_w / T_w^*} + 1 \right) \right]^2;$$

T_w — температура стенки, К;

T_w^* — равновесная температура стенки, К;

$$T_w^* = T_0 \left(1 + r_v \frac{w_0^2}{2 c_p} \right);$$

T_0 — температура на внешней границе пограничного слоя;

r_v — коэффициент восстановления; $r_v = \sqrt[3]{Pr}$;

Pr — число Прандтля;

Ψ_ε — относительные законы трения для учета соответственно неизотермичности и внешней турбулентности;

$$\Psi_\varepsilon = 1 + 0,25 \operatorname{th} (0,2\varepsilon_0);$$

ε_0 — величина внешней турбулентности, %.

Дополнительные соотношения

Уравнение закона сохранения массы для поперечного сечения конвективной колонки имеет вид:

$$G = \rho_0 w_0 F, \quad (5)$$

где F — площадь поперечного сечения конвективной колонки, m^2 .

Массовый расход в сечении конвективной колонки, расположенном внутри пламенной зоны, в первом приближении определяется по формуле [8]:

$$G = 0,032 \left(\frac{Q_{\text{пож}} (1 - \chi)}{1000} \right)^{3/5} x. \quad (6)$$

Температура на внешней границе пограничного слоя T_0 определяется согласно [8]:

$$T_0 = T_a + \frac{Q_{\text{пож}} (1 - \chi)}{c_p G}. \quad (7)$$

Площадь поперечного сечения конической конвективной колонки

$$F = \pi (r + x \operatorname{tg} \gamma)^2. \quad (8)$$

Граничное условие (при $x = 0$) к уравнению (2) имеет вид: $Re^{**} = 10^{-6}$.

Параметры на внешней границе пограничного слоя (ρ_0 , w_0 , T_0 и др.) определяются с использованием выражения (5), в котором массовый расход находится из решения дифференциального уравнения (1) или (6).

Уравнения (1) и (2) решаются численным методом Рунге – Кутты 4-го порядка точности.

Замкнутая система уравнений (2)–(8) решается до тех пор, пока толщина δ динамического пограничного слоя (а в соответствии с аналогией Рейнольдса и концентрационного по кислороду пограничного слоя) не станет равна радиусу поперечного сечения конвективной колонки:

$$\delta = r + x \operatorname{tg} \gamma. \quad (9)$$

Величина x , при которой выполняется условие (9), будет являться искомой высотой факела $x_{\text{пл}}$.

Рассматриваются следующие эмпирические формулы для расчета высоты факела, приведенные в литературных источниках (выражения Heskestad и Thomas [3]):

$$x_{\text{пл}} = 0,235 \left(\frac{Q_{\text{пож}}}{1000} \right)^{2/5} - 2,04r; \quad (10)$$

$$x_{\text{пл}} = 84r \left(\frac{\Psi}{\rho_a \sqrt{2gr}} \right)^{0,61}, \quad (11)$$

где Ψ — удельная скорость выгорания, $кг/(с \cdot м^2)$;
 ρ_a — плотность холодного воздуха, $кг/м^3$.

Результаты численного эксперимента и их анализ

В экспериментах [3] исследовалось горение авиационного керосина.

Расчетные и экспериментально полученные [3] зависимости высоты пламенной зоны от мощности тепловыделения в очаге горения представлены на рис. 2. Из рисунка видно удовлетворительное совпадение расчетных данных с экспериментальными:

- $\gamma = 0$ (кривая 3, цилиндрическая форма конвективной колонки): при $Q_{\text{пож}} < 1,2$ МВт;
- $\gamma = 10^\circ$ (кривая 4): при $1,8$ МВт $< Q_{\text{пож}} < 4,0$ МВт;
- формула (11) (кривая 2): при $Q_{\text{пож}} < 0,9$ МВт.

Расчет с использованием формулы (10) (кривая 1) дает существенно завышенную высоту пламени во всем диапазоне мощностей тепловыделения.

Зависимость угла полуоткрытия конвективной колонки от мощности тепловыделения в очаге горения, при использовании которой в уравнении (1) наблюдается наиболее точное совпадение с экспериментальными данными (см. рис. 2, кривая 5), приведена на рис. 3.

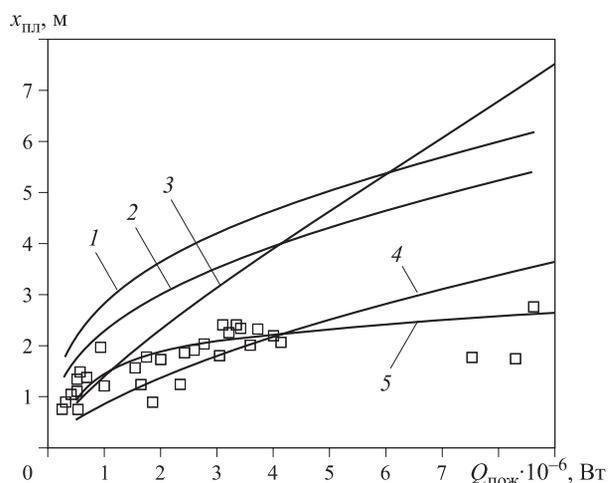


Рис. 2. Зависимость высоты пламенной зоны от мощности тепловыделения в очаге горения: 1 — уравнение (10) [1]; 2 — уравнение (11) [1]; 3 — $\gamma = 0$; 4 — $\gamma = 10^\circ$; 5 — γ изменяется в соответствии с рис. 3; □ — экспериментальные данные [3]

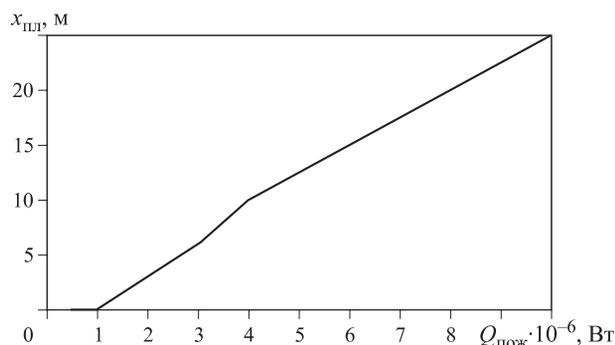


Рис. 3. Зависимость угла полуоткрытия конвективной колонки от мощности тепловыделения в очаге горения

Результаты численного эксперимента можно аппроксимировать следующими зависимостями:

- при $Q_{пож} < 1,0$ МВт: $\gamma = 0$;
- при $1,0 \text{ МВт} \leq Q_{пож} < 10,0$ МВт (с достоверностью аппроксимации 0,992): $\gamma = 2,78Q_{пож} - 2,78$.

Использование теории пограничного слоя позволяет объяснить наблюдаемое в экспериментах прекращение роста высоты факела с увеличением мощности тепловыделения при $Q_{пож} > 4 \div 5$ МВт.

Увеличение мощности тепловыделения приводит к повышению интенсивности захвата холодного воздуха из окружающей среды в конвективную колонку и, соответственно, к увеличению массовых

расходов по поперечному сечению колонки и угла ее полуоткрытия. В то же время происходит более интенсивный рост толщины пограничного слоя, который компенсирует увеличение радиуса колонки, и высота смыкания пограничных слоев на оси колонки практически не меняется.

Заключение

Определение высоты пламенной зоны при диффузионном горении жидкости с использованием теории пограничного слоя позволяет получить удовлетворительное совпадение расчетных данных с экспериментальными и объяснить значительное расхождение между теоретическими и экспериментальными данными по высоте пламени при мощностях тепловыделения $Q_{пож} > 4 \div 5$ МВт.

Для дальнейшего развития зонных моделей необходимо проведение дополнительных численных исследований с использованием полевой модели расчета динамики опасных факторов пожара и проведения полномасштабных физических экспериментов в постановке задачи, существенно отличной от приведенных в литературе, с целью изучения влияния термогазодинамических условий пожара на форму конвективной колонки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пузач С. В., Абакумов Е. С. Модифицированная зонная модель расчета термогазодинамики пожара в атриуме // Инженерно-физический журнал. — 2007. — Т. 80, № 2. — С. 84–89.
2. Пузач С. В., Абакумов Е. С. Модифицированная зонная модель расчета тепломассообмена при пожаре в атриуме // Пожаровзрывобезопасность. — 2007. — Т. 16, № 1. — С. 53–57.
3. Daniel T., Joseph T., Frederick W. Fire dynamic of spill fires // Spill Fires. — 2000. — P. 1–36.
4. Коротеев А. С., Алемасов В. Е., Полежаев Ю. В. и др. Законы горения / Под общ. ред. Ю. В. Полежаева. — М.: УНПЦ “Энергомаш”, 2006.
5. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 320 с.
6. Пузач С. В. Методы расчета тепломассообмена при пожаре в помещении и их применение при решении практических задач пожаровзрывобезопасности. — М.: Академия ГПС МЧС России, 2005. — 336 с.
7. Пузач В. Г., Пузач С. В. Расчет трения и теплообмена при течении газа в каналах и внешнем обтекании тел // Известия РАН. Энергетика. — 1996. — № 2. — С. 44–54.
8. NFPA 92B. Standard for Smoke Management Systems in Malls, Atria, and Large Spaces. — 2005.

Материал поступил в редакцию 14 ноября 2011 г.

Электронные адреса авторов: puzachsv@rambler.ru; aes7@rambler.ru.