

УДК 536.46

ДОЛЯ ИЗЛУЧЕННОЙ ЭНЕРГИИ И ДЛИНА ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ ПРИ ГОРЕНИИ СТРУИ ПРОПАНА В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ

J.-W. Wang^{1,2}, J. Fang¹, J.-F. Guan², L.-Y. Zhao¹, S.-B. Lin¹, H. R. Shah¹,
Y.-M. Zhang¹, J.-H. Sun¹

¹Китайский университет науки и технологии, Хэфэй 230026, Китай, fangjun@ustc.edu.cn

²Университет Цинхуа, Хэфэй 230601, Китай

В промышленном оборудовании часто реализуется струйное сжигание газа в поперечном потоке, способствующем смешению и горению. В предыдущих исследованиях уделялось недостаточно внимания взаимосвязи параметров струи горючего и поперечного потока, а также их влиянию на излучение энергии пламенем. Предлагается новое теоретическое соотношение, связывающее долю излученной энергии с расходом горючего и скоростью поперечного потока. В экспериментах для всех рассматриваемых пламен наблюдалось увеличение длины пламени с ростом скорости потока. Результаты измерений показывают, что коэффициент растяжения пламени равен 0.08 с. В случае малой скорости поперечного потока доля излученной энергии практически не зависит от диаметра сопла. Поперечный поток оказывает наиболее сильное влияние на долю излученной энергии в случае малого диаметра сопла. Это связано с влиянием скорости струи горючего и скорости поперечного потока на время пребывания сажи в пламени, которое пропорционально доле излученной энергии.

Ключевые слова: поперечный поток, пропан, тепловое излучение, сажа, диффузионное пламя.

DOI 10.15372/FGV20200401

ВВЕДЕНИЕ

Исследования струйных пламен в поперечном потоке ранее выполнялись для широкого круга приложений, включая камеры сгорания газовых турбин, топки котлоагрегатов и газовые факелы. В практических инженерных задачах большое значение имеют такие характеристики пламени, как доля излученной энергии, длина пламени и угол его наклона. Тепловое излучение пламени определяет тепловой режим камеры сгорания и представляет интерес при проектировании систем безопасного факельного сжигания газа в энергетике и нефтехимической промышленности.

Предыдущие исследования были нацелены на определение длины и траектории пламени, температуры и радиационных тепловых потоков от пламен в поперечном потоке воздуха [1]. В работе [2] выполнены расчеты температуры

и концентраций компонентов вдоль траектории факела. В [3] сформулирована модель изогнутого пламени, создаваемого вертикальной струей круглого сечения со ступенчатым распределением концентраций, температуры и скорости. В [4] проведены расчеты радиационных тепловых потоков от крупномасштабных газовых факелов, показано, что увеличение скорости бокового ветра сначала снижает количество сажи, но затем, при превышении критической скорости, увеличивает ее количество. Объяснением может быть роль бокового ветра, который интенсифицирует вовлечение воздуха в пламя, снижая время пребывания сажи в нем по мере усиления вихревой пары, если скорость ветра не слишком велика. В [5] продвинулись дальше и исследовали влияние скорости струи горючего и скорости бокового ветра на длину, долю излученной энергии, индексы эмиссии загрязняющих веществ (NO_x и CO), а также на отношение NO_2/NO_x , характерные для высокоскоростного струйного пламени в поперечном потоке с отношением импульсов струи горючего и поперечного потока $R_M = 100 \div 800$.

Форма пламени часто принимается в виде

© Wang J.-W.^{1,2}, Fang J.¹, Guan J.-F.², Zhao L.-Y.¹, Lin S.-B.¹, Shah H. R.¹, Zhang Y.-M.¹, Sun¹ J.-H., 2020.

¹State Key Laboratory of Fire Science, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui, 230026 P. R. China. ²Hefei Institute for Public Safety Research, Tsinghua University, Hefei, Anhui, 230601 PR China.

цилиндра [6–8] или усеченного конуса [9]. В [7] определяли длину низкоскоростных безотрывных пламен при отношении импульсов струи горючего и поперечного потока $R_M < 4.6$. В этом случае скорость струи горючего сопоставима со скоростью бокового ветра, что характерно для газовых факелов в нефтедобыче. Полученные данные указывают на существование двух режимов, в которых длина пламени либо увеличивается, либо уменьшается с ростом скорости бокового ветра. В [8] разработана феноменологическая модель для расчета длины низкоскоростного струйного диффузионного пламени в поперечном потоке и показано, что имеют место закономерности, аналогичные наблюдавшимся в работе [7].

В последнее время авторы данной работы изучали закономерности вовлечения воздуха [10] и образования сажи [11] в диффузионных пламенах пропана в поперечном потоке. Оказалось, что интенсивность вовлечения воздуха коррелирует с длиной пламени, но также зависит от угла наклона пламени. Более того, существует сильная связь процесса вовлечения воздуха с образованием и окислением сажи, а также с долей излученной энергии. Если в [10, 11] внимание обращалось в первую очередь на совместное влияние параметров поперечного потока и струи горючего на особенности теплового излучения турбулентного диффузионного пламени, то в данной работе рассматриваются доля излученной энергии и длина безотрывного пламени. Взаимодействие поперечного потока и струи горючего исследовалось при $0.1 < R_M < 10$. Данная статья продолжает работу, представленную на 9-м Международном семинаре по опасностям пожаров и взрывов, Санкт-Петербург, 21–26 апреля 2019 г. [12].

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Построение модели диффузионного пламени следует начать с выбора аппроксимации формы пламени. Можно ожидать, что в случае значительного отношения скорости струи горючего к скорости поперечного потока $u_j/u_w > 4$ (отношение импульсов $R_M = (\rho_j u_j^2)/(\rho_\infty u_w^2) > 3$, где ρ — плотность, индекс j относится к струе горючего (горючие разные), w — поперечному потоку ∞ — окружающей среде) струйное пламя имеет форму конуса с отсеченной вершиной. Однако эксперименты показывают, что угол раскрытия ко-

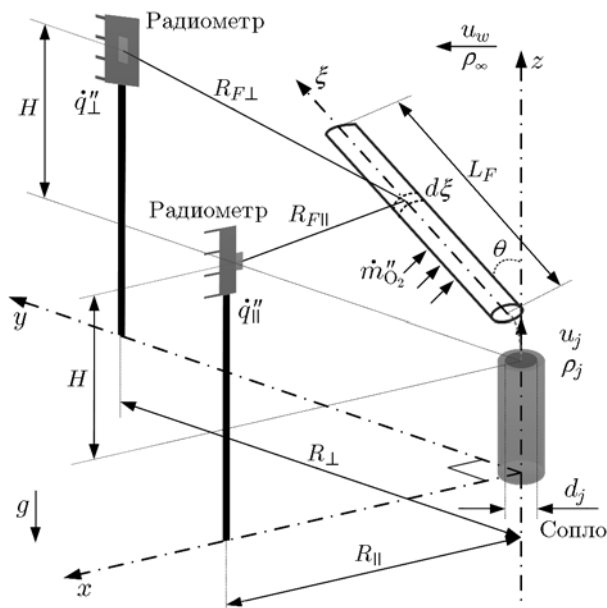


Рис. 1. Конфигурация пламени в поперечном потоке:

струя горючего газа вытекает (скорость u_j , плотность ρ_j) из сопла диаметром d_j в поперечный поток (горизонтальная скорость u_w , плотность ρ_∞); ξ — координата вдоль оси пламени в плоскости $y-z$; $d\xi$ — элемент пламени; R_{\parallel} , R_{\perp} и $R_{F\parallel}$, $R_{F\perp}$ — горизонтальные расстояния соответственно от среза сопла и от элемента пламени до радиометров, расположенных в плоскостях $x-z$ и $y-z$; H — вертикальное расстояние от среза сопла до радиометров

нуса невелик, если отношение скоростей соответствует нижней границе указанного диапазона. По мере увеличения скорости поперечного потока (относительно скорости струи горючего) пламя имеет почти цилиндрическую форму [8, 10, 13]. В данной работе $u_j/u_w < 2.65$ и $0.1 < R_M < 10$, поэтому можно применять допущение о цилиндрической форме пламени без изгиба. Рассматриваемая в дальнейшем конфигурация пламени в поперечном потоке и положение радиометров представлены на рис. 1.

Доля энергии, излучаемой пламенем, определяется как отношение полной излучаемой мощности \dot{Q}_R к полной мощности тепловыделения:

$$\chi_R = \frac{\dot{Q}_R}{\dot{m}_j \Delta H_c} = \frac{\sigma T_F^4 A_F (1 - \exp(-\kappa L))}{\dot{m}_j \Delta H_c} \sim \frac{\sigma T_F^4 V_F \varphi_s}{\dot{m}_j \Delta H_c}. \quad (1)$$

Здесь \dot{m}_j — массовый расход горючего, кг/с; ΔH_c — теплота сгорания, Дж/кг; T_F — температура пламени, К; A_F — площадь поверхности пламени, м²; κ — коэффициент поглощения, м⁻¹; L — оптическая толщина пламени, м; V_F — объем пламени, м³; φ_s — объемная доля сажи; σ — постоянная Стефана — Больцмана. Для степени черноты оптически тонкого пламени имеем $1 - \exp(-\kappa L) \approx \kappa L$, где $\kappa \sim \varphi_s$. Таким образом, равенство (1) показывает, что доля излученной энергии является интегральной характеристикой пламени, зависящей от его температуры, содержания сажи, длины пламени, полноты сгорания, внешних условий и др.

Если струйное пламя в поперечном потоке автомодельно [14], то полуширина пламени b_F пропорциональна его длине:

$$2\bar{b}_F = K_G L_F, \quad (2)$$

где K_G — параметр формы пламени, $K_G = 0.23(\rho_{st}/\rho_j)^{1/2}$, ρ_{st} — плотность стехиометрического состава. Тогда объем цилиндрического пламени выражается через его длину следующим образом:

$$V_F = \frac{\pi}{4} (2\bar{b}_F)^2 L_F = \frac{\pi}{4} K_G^2 L_F^3. \quad (3)$$

Объемная φ_s и массовая Y_s доли сажи в турбулентном пламени зависят от соотношения времени пребывания сажи в потоке и времени сажеобразования τ_s . Время пребывания в турбулентном потоке обусловлено локальной деформацией поля скорости [15]. Следовательно,

$$Y_s \sim \varphi_s \frac{\rho_s}{\rho} \sim \frac{\tau_k}{\tau_s}, \quad (4)$$

где ρ_s — плотность сажи; $\tau_k = \sqrt{\nu/\varepsilon}$ — колмогоровский масштаб, с; $\varepsilon \sim u_F^3/L_F$ — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, м²/с³; ν — кинематическая вязкость, м²/с; u_F и L_F — характерные значения скорости в естественно-конвективном потоке и длины пламени, причем $u_F \sim \sqrt{2(\Delta\rho/\rho)gL_F}$, где g — ускорение свободного падения [6]. Характерное время сажеобразования τ_s зависит от вида горючего. Соотношение (4) принимает вид

$$Y_s \sim \frac{\nu^{1/2}[(\Delta\rho/\rho)g]^{-3/4}}{\tau_s} L_F^{-1/4}. \quad (5)$$

Используя зависимость доли излученной энергии от значения «дымовой точки» (максимальная высота ламинарного пламени в отсутствие несгоревшей сажи), можно получить следующее соотношение [16]:

$$\sigma T_F^4 \sim \frac{1}{\chi_R^3}. \quad (6)$$

С учетом соотношений (3), (5), (6) равенство (1) можно записать в виде

$$\chi_R^4 \sim \frac{\pi K_G^2 L_F^{11/4}}{4 \dot{m}_j \Delta H_c} \sim \frac{L_F^{11/4}}{\dot{m}_j \Delta H_c}. \quad (7)$$

Для низкоскоростного струйного диффузионного пламени в поперечном потоке в работе [8] сделано предположение, что массовый поток кислорода на поверхности пламени \dot{m}''_{O_2} постоянен. Длина пламени определяется временем, необходимым для того, чтобы стехиометрическое количество кислорода продиффундировало в глубь струи горючего. Предполагается, что удлинение пламени в поперечном потоке пропорционально скорости потока. Это позволяет оценить длину пламени следующим образом:

$$L_F = K_{F,ref} (\rho_j u_j)^{1/2} d_j + K_w u_w, \quad (8)$$

где $K_{F,ref}$ — параметр, который содержит параметры горючего, м²·с/кг, причем $K_{F,ref}^2 = K_S/(4K_G \dot{m}''_{O_2})$. С учетом $(\rho_j u_j)^{1/2} d_j = \sqrt{4\dot{m}_f/\pi}$ равенство (8) принимает вид

$$L_F = K_F (\dot{m}_j)^{1/2} + K_w u_w, \quad (9)$$

где $K_F^2 = K_S/(\pi K_G \dot{m}''_{O_2})$, $K_w = \partial L_F/\partial u_w$ — коэффициент растяжения (с), характеризующий зависимость длины пламени от скорости поперечного потока, K_S — массовый стехиометрический коэффициент по кислороду.

Подставляя (9) в (7), получаем

$$\chi_R^4 \sim \frac{1}{\dot{m}_j} (K_F \dot{m}_j^{1/2} + K_w u_w)^{11/4}. \quad (10)$$

Соотношение (10) можно записать в виде

$$\frac{16^{11} \dot{m}_j^{4/11}}{u_w} \sim K_F \frac{\dot{m}_j^{1/2}}{u_w} + K_w. \quad (11)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. Все эксперименты выполнялись в аэродинамической трубе, длина которой составляла 6 м, ширина и высота — 1.8 м. Создавался устойчивый продольный поток со скоростью $0.5 \div 15$ м/с и интенсивностью турбулентности менее 2 %. Четыре термоанемометра использовались для измерения скорости потока с точностью 0.01 м/с. Сопло круглого сечения было установлено в середине сечения на высоте 50 см над уровнем пола, чтобы уменьшить влияние пограничного слоя. В качестве горючего газа использовался пропан. Расход газа в вертикальной струе измерялся и контролировался измерителем расхода Alicat с точностью $\pm(0.8\%$ одного деления $+ 0.2\%$ полной шкалы). Расход газа варьировался в диапазоне $105 \div 241$ мг/с. Использованы сопла диаметрами 8, 10, 12 и 14 мм. Числа Рейнольдса и Фруда изменялись в интервалах $2016 \div 4711$ и $1 \div 100$ соответственно, отношение импульсов R_M варьировалось от 0.1 до 10. Подробное описание эксперимента приведено в [13].

Съемка изображений пламени выполнялась через стеклянное окно в боковой стенке трубы с помощью цветной CCD-камеры с частотой 25 кадр/с. Для измерения радиационного теплового потока использовались два радиометра TS-30, Captec Co. Ltd, с разрешением 1.5 Вт/м², поверхность которых была направлена в сторону пламени, как показано на рис. 1.

Оценка доли излученной энергии по результатам измерений теплового потока, поступающего из пламени, представляет сложную задачу. При этом применяют модели IPS (интегральная модель точечных источников) и IDS (интегральная диффузионная модель), согласно которым [17] доля излученной энергии

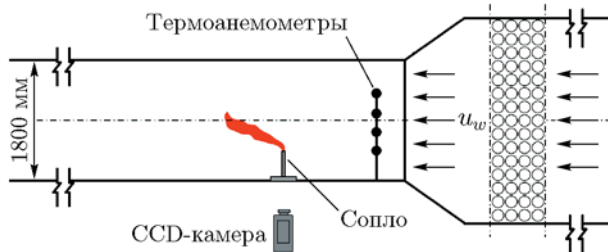


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

$$\chi_R = \frac{L_F \dot{q}''}{\dot{m}_j \Delta H_c} \begin{cases} 4\pi / \left(\int_0^{L_F} \frac{1}{R_F^2} d\xi \right), & \text{модель IPS,} \\ \pi^2 / \left(\int_0^{L_F} \frac{\cos \theta}{R_F^2} d\xi \right), & \text{модель IDS,} \end{cases} \quad (12)$$

где R_F — расстояние от элемента пламени до радиометра, м; θ — угол наклона пламени, рад.

В модели IPS рассматривается длинное, оптически прозрачное пламя, состоящее из совокупности точечных источников, излучающих изотропно во всем телесном угле 4π стерадиан. Пламя полностью прозрачно для излучения, а источники не влияют друг на друга. В модели IDS предполагается, что пламя полностью непрозрачно, а источником излучения служит поверхность пламени. Опыт применения этих моделей показывает, что модель IPS завышает, а модель IDS занижает значение доли излученной энергии.

Реальное пламя не является полностью прозрачным или полностью непрозрачным. Чтобы скомпенсировать завышение и занижение величины χ_R , характерное для этих моделей, в [17] предложена их комбинация — модель IMS (интегральная модель смешанных источников):

$$\chi_{R,IMS} = \alpha \chi_{R,IPS} + (1 - \alpha) \chi_{R,IDS}, \quad (13)$$

где α — весовой коэффициент.

В данной работе мы применяем модель IMS с весовым коэффициентом $\alpha = 0.5$ и используем результаты измерения двух радиометров, показанных на рис. 1:

$$\bar{\chi}_R = 0.5(\chi_{R_\perp} + \chi_{R_\parallel}),$$

$$\chi_{R_\perp} = \left[2\pi L_F \dot{q}''_\perp / \left(\dot{m}_j \Delta H_c \int_0^{L_F} \frac{1}{R_{F_\perp}^2} d\xi \right) \right] \times \left(1 + \frac{\pi}{4 \cos \theta} \right), \quad (14)$$

$$\chi_{R_\parallel} = \left[2\pi L_F \dot{q}''_\parallel / \left(\dot{m}_j \Delta H_c \int_0^{L_F} \frac{1}{R_{F_\parallel}^2} d\xi \right) \right] \times$$

$$\times \left(1 + \frac{\pi}{4 \cos \theta} \right),$$

где

$$R_{F_{\perp}}^2 = (H_R - \xi \cos \theta)^2 + (R_{\perp} - \xi \sin \theta)^2,$$

$$R_{F_{\parallel}}^2 = (H_R - \xi \cos \theta)^2 + (R_{\parallel}^2 - \xi^2 \sin^2 \theta),$$

H — вертикальное расстояние между соплом и радиометром, м. Осредненные по времени тепловые потоки \dot{q}_{\perp}'' и \dot{q}_{\parallel}'' , длина пламени и угол наклона подставлялись в равенства (14) для численного расчета интегралов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ изображений

Длина колеблющегося пламени определялась в ходе обработки изображений. Длину пламени находили как расстояние между центром выходного сечения сопла и точкой, в которой пламя появлялось с вероятностью 50 % [18] (рис. 3). Способ определения угла наклона пламени также показан на рис. 3.

Три последовательности изображений пламени при разных отношениях импульсов представлены на рис. 4. Непрерывные участки пламени в поперечном потоке оказываются более протяженными и устойчивыми, чем в

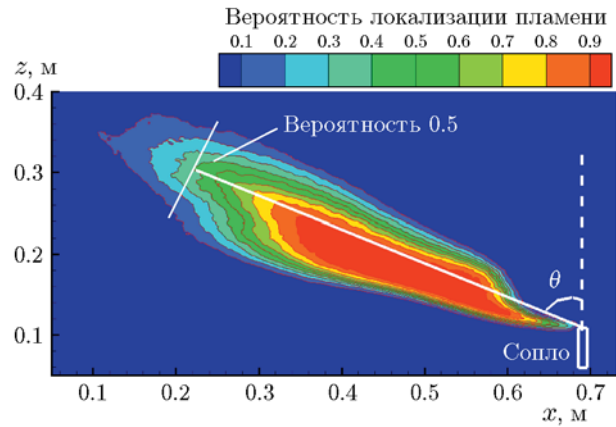


Рис. 3. Определение длины и угла наклона пламени при обработке изображений ($d_j = 10$ мм, $u_j = 1.49$ м/с, $u_w = 2.0$ м/с)

свободном естественно-конвективном пламени. Эффект сдвига, образуемого поперечным потоком, создает концентрацию завихренности, которая приводит к развитию вихревых структур, сносимых вниз по потоку. Пламя изогнуто около сопла, имеет цилиндрическую форму и постоянный угол наклона. По мере увеличения значения R_M угол наклона пламени уменьшается. Подробные данные для угла наклона приведены в работе [13].

Зависимость длины пламени от \dot{m}_j и u_w

Зависимости безразмерной длины пламени от числа Рейнольдса Re при разных скоро-

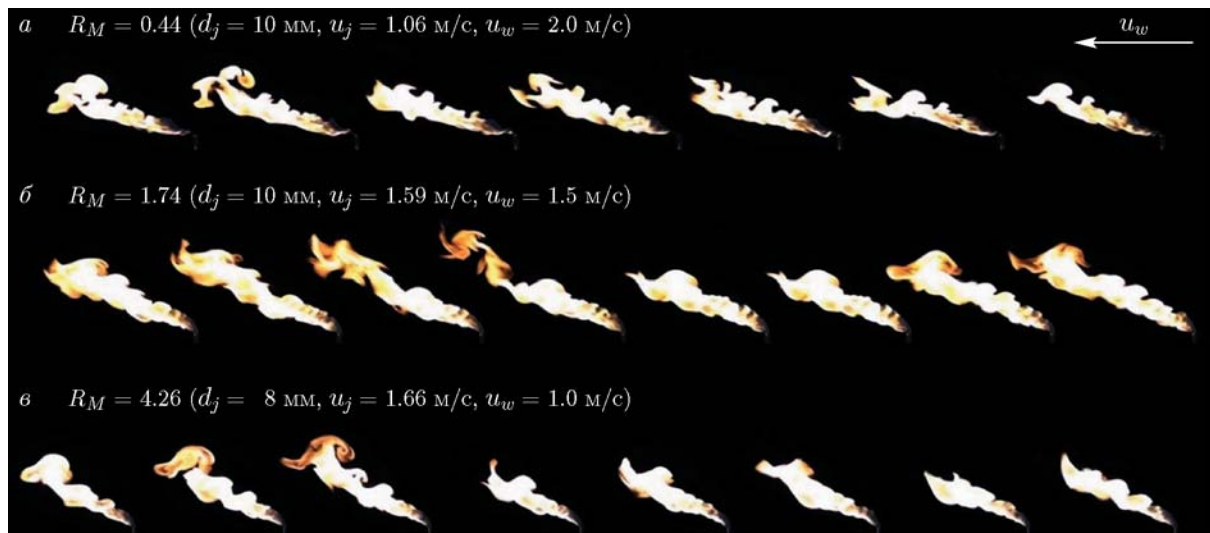


Рис. 4. Последовательные изображения видимого пламени при разных значениях отношения импульсов R_M

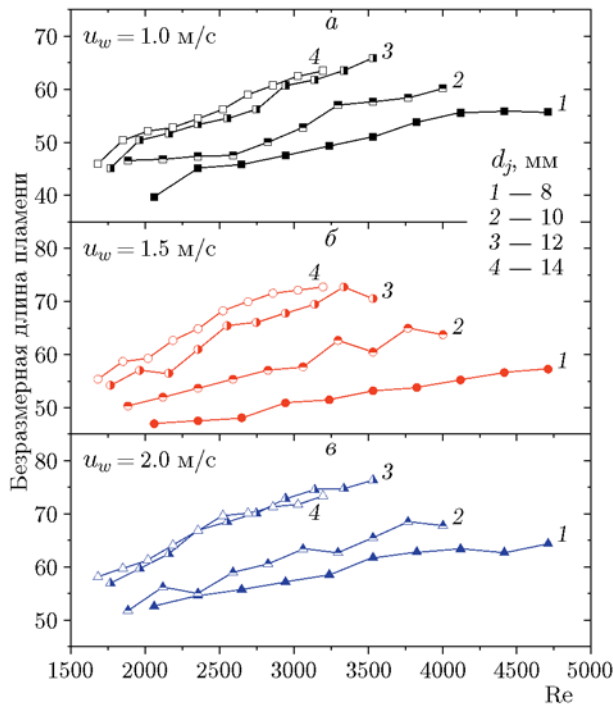


Рис. 5. Зависимость безразмерной длины пламени от числа Рейнольдса струи горючего

стях бокового ветра и разных диаметрах сопла показаны на рис. 5. Длина пламени увеличивается с ростом числа Рейнольдса, и эта тенденция сохраняется при повышении скорости бокового ветра u_w . По мере увеличения расхода горючего (следовательно, и числа Рейнольдса) повышается количество кислорода, необходимое для горения. Соответственно растет длина пламени. Например, при росте скорости поперечного потока от 1 до 2 м/с длина пламени увеличивается, что согласуется с литературными данными [8, 9, 19]. Кроме того, это означает, что коэффициент растяжения K_w положителен. Таким образом, длина пламени увеличивается, если скорость бокового ветра мала. Но, если скорость бокового ветра увеличивается и превышает определенное значение, пламя укорачивается.

Зависимость длины пламени от скоростей струи горючего и бокового ветра, построенная с учетом равенства (8), показана на рис. 6. В работе [8] для двух режимов, в которых длина пламени увеличивается и уменьшается с ростом скорости бокового ветра, получена следующая зависимость:

$$L_F = a(\rho_j u_j)^{1/2} d_j + b u_w,$$

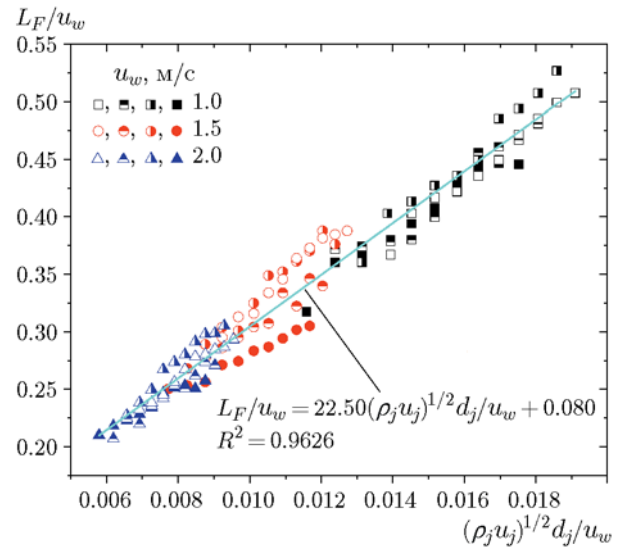


Рис. 6. Корреляция длины пламени, скорости струи горючего и скорости бокового ветра с учетом равенства (8)

где $a = 69.6 \text{ м}^2 \cdot \text{с}/\text{кг}$, $b = -0.105 \text{ с}$, если $\psi_F = (\rho_j u_j)^{1/2} d_j / u_w \leq 6.74 \cdot 10^{-3} (\text{кг} \cdot \text{с}/\text{м}^2)^{1/2}$, в других случаях — $a = 28.7 \text{ м}^2 \cdot \text{с}/\text{кг}$, $b = 0.171 \text{ с}$. Результаты данной работы соответствуют $a = 22.5 \text{ м}^2 \cdot \text{с}/\text{кг}$, $b = 0.080 \text{ с}$.

В настоящей работе $\psi_F > 6.74 \times 10^{-3} (\text{кг} \cdot \text{с}/\text{м}^2)^{1/2}$ и коэффициент растяжения K_w положителен. Однако численное значение K_w более чем вдвое отличается от приведенного в работе [8]. Эта разница возникает из-за того, что значение R_M превышает соответствующую величину из работы [8]. Это значит, что импульс струи горючего сильнее влияет на длину пламени, в то время как эффект удлинения пламени поперечным потоком оказывается слабее.

Зависимость доли излученной энергии от \dot{m}_j и u_w

Изменение доли излученной энергии при изменении расхода горючего при разных скоростях бокового ветра показано на рис. 7. В случае малой скорости бокового ветра (рис. 7,а) доля излученной энергии практически не зависит от диаметра сопла, при более высоких скоростях бокового ветра (рис. 7,б,в) доля увеличивается с ростом диаметра. Это связано с тем, что поперечный поток растягивает пламя и настолько повышает скорость газа, что

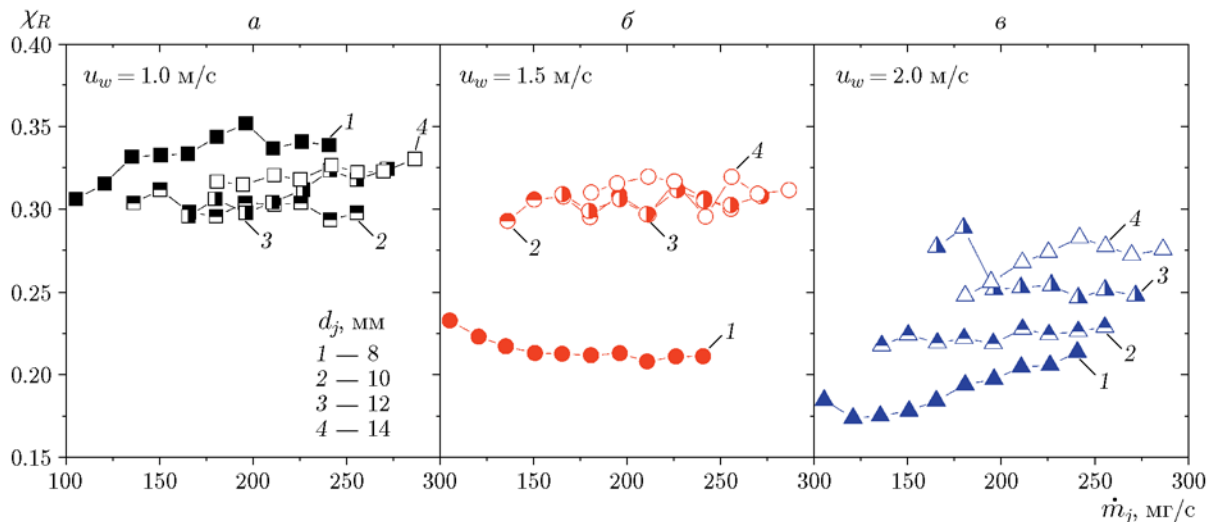


Рис. 7. Зависимость доли излученной энергии от массового расхода газа и скорости поперечного потока

это снижает время пребывания сажи в пламени: $\tau_{res} \sim \tau_k \sim \varphi_s \sim \chi_R$ [20].

Боковой ветер наиболее сильно влияет на долю излученной энергии при $d_j = 8$ мм. Это связано с тем, что в данном случае имеет место наибольшее изменение скорости в струйном пламени, которое сопровождается наибольшим изменением времени пребывания сажи τ_{res} , сильно влияющего на тепловое излучение. При $d_j = 10 \div 14$ мм влияние поперечного потока на долю излученной энергии невелико. При $d_j = 10$ мм доля излученной энергии практически не меняется и незначительно увеличивается при $d_j = 12$ мм.

Как показано на рис. 8, корреляция доли излученной энергии с расходом газа и скоростью бокового ветра, построенная с помощью равенства (11), оказывается практически линейной. Отметим, что на рис. 8 приведены также данные из работы [21].

В соответствии с [8], если $\psi_F = \sqrt{4/\pi}(\dot{m}_f)^{1/2}/u_w > 6.74 \cdot 10^{-3} \text{ (кг} \cdot \text{с/м}^2)^{1/2}$, то $K_w > 0$ и поперечный поток удлиняет пламя. Таким образом в данной работе указанное условие выполняется, так как $0.0175 > \psi_F > 0.0058$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе анализируется доля энергии, излучаемой присоединенным струйным турбулентным пламенем в поперечном потоке при малых значениях отношения импульсов. Рассматривается совместное влияние поперечного

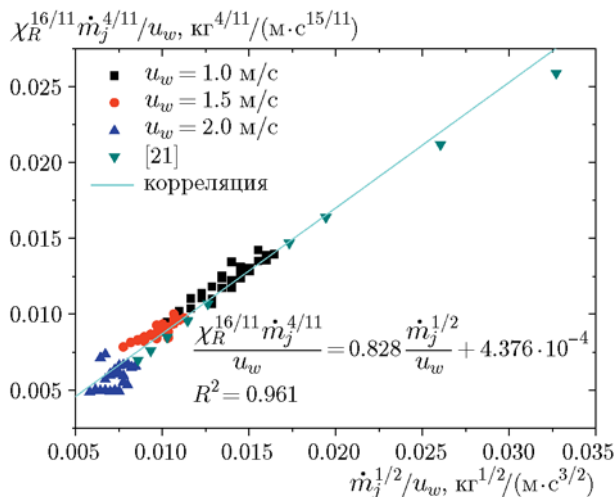


Рис. 8. Корреляция доли излученной энергии, массового расхода горючего и скорости поперечного потока, построенная в соответствии с равенством (11)

потока и газовой струи. Основные результаты заключаются в следующем.

1. Получено новое теоретическое соотношение (11) для доли излученной энергии, учитывающее влияние расхода горючего газа и скорости поперечного потока. Показано, что величина $\chi_R^{16/11} (\dot{m}_f)^{4/11} / u_w$ линейно зависит от $(\dot{m}_f)^{1/2} / u_w$.

2. Для всех рассмотренных пламен длина пламени увеличивается при росте скорости поперечного потока. Обработка результатов из-

мерений дает значение коэффициента растяжения $K_w = 0.080$ с. Это более чем вдвое меньше значения, полученного в работе [8]. Указанное отличие связано с тем, что в данной работе отношение импульса струи к импульсу поперечного потока несколько больше, а растягивающий эффект поперечного потока по отношению к пламени — слабее.

3. Доля излученной энергии практически не зависит от диаметра сопла при малой скорости поперечного потока. Поперечный поток оказывает наиболее сильное влияние на долю излученной энергии при малом диаметре сопла. Это связано с влиянием струи горячего и поперечного потока на время пребывания сажи в пламени, которое пропорционально доле излученной энергии.

Работа выполнена при поддержке следующими фондами и программами: National Natural Science Foundation of China (гранты 51636008, 51576186); National Key R&D Program (грант 2016YFC0801500); совместный проект NSFC-STINT (USTC-Lund University); Key Research Program of the Chinese Academy of Sciences (грант QYZDB-SSW-JSC029); Fundamental Research Funds for the Central Universities (грант WK2320000042, WK2320000036); Anhui Provincial Natural Science Foundation (грант 1908085QE205); The Open Project Program of State Key Laboratory of Fire Science (грант HZ2020-KF12).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Karagozian A. R.** Transverse jets and their control // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 2010. — V. 36, N 5. — P. 531–553.
2. **Escudier M. P.** Aerodynamics of a burning turbulent gas jet in a crossflow // *Combust. Sci. Technol.* — 1971. — V. 4, N 1. — P. 293–301.
3. **Brzustowski T. A.** The hydrocarbon turbulent diffusion flame in subsonic cross-flow // *AIAA 15th Aerospace Science Meeting.* — 1977. — P. 24–26.
4. **Fairweather M., Jones W. P., Lindstedt R. P.** Predictions of radiative transfer from a turbulent reacting jet in a cross-wind // *Combust. Flame.* — 1992. — V. 89, N 1. — P. 45–63.
5. **Lawal M. S., Fairweather M., Ingham D. B., Ma L., Pourkashanian M., Williams A.** Numerical study of emission characteristics of a jet flame in cross-flow // *Combust. Sci. Technol.* — 2010. — V. 182, N 10. — P. 1491–1510.
6. **Pipkin O. A., Slipevich C. M.** Effect of wind on buoyant diffusion flames. Initial correlation // *Ind. Eng. Chem. Fund.* — 1964. — V. 3, N 2. — P. 147–154.
7. **Kostiuk L. W., Majeski A. J., Poudenx P., Johnson M. R., Wilson D. J.** Scaling of wake-stabilized jet diffusion flames in a transverse air stream // *Proc. Combust. Inst.* — 2000. — V. 28, N 1. — P. 553–559.
8. **Majeski A. J., Wilson D. J., Kostiuk L. W.** Predicting the length of low-momentum jet diffusion flames in crossflow // *Combust. Sci. Technol.* — 2004. — V. 176, N 12. — P. 2001–2025.
9. **Kalghatgi G. T.** The visible shape and size of a turbulent hydrocarbon jet diffusion flame in a cross-wind // *Combust. Flame.* — 1983. — V. 52. — P. 91–106.
10. **Wang J., Fang J., Guan J., Zhang Y., Sun J.** Effect of crossflow on the air entrainment of propane jet diffusion flames and a modified Froude number // *Fuel.* — 2018. — V. 233. — P. 454–460.
11. **Wang J., Fang J., Zhao L., Guan J., Zhang Y., Sun J., Hu L.** Sooting tendencies of propane jet diffusion flame under crossflow // *Fuel.* — 2019. — V. 245. — P. 247–252.
12. **Wang J., Fang J., Zhao L., Lin S., Guan J., Shah H. R., Zhang Y., Sun J.** Studies on the radiation fraction of propane jet diffusion flames under crossflow // *Proc. of the 9th Int. Seminar on Fire and Explosion Hazards, 21–26 April 2019, Saint Petersburg, Russia.* — Peter the Great St Petersburg Polytech. Univ. Press, 2019. — V. 1. — P. 116–124. — <http://doi.org/10.18720/SPBPU/2/k19-84>.
13. **Wang J., Fang J., Lin S., Guan J., Zhang Y., Wang J.** Tilt angle of turbulent jet diffusion flame in crossflow and a global correlation with momentum flux ratio // *Proc. Combust. Inst.* — 2017. — V. 36, N 2. — P. 2979–2986.
14. **Peters N.** *Turbulent Combustion.* — Cambridge, U. K.: Cambridge Univ. Press, 2004.
15. **Hu L., Wang Q., Delichatsios M. A., Lu S. X., Tang F.** Flame radiation fraction behaviors of sooty buoyant turbulent jet diffusion flames in reduced- and normal atmospheric pressures and a global correlation with Reynolds number // *Fuel.* — 2014. — V. 116. — P. 781–786.
16. **Wang J., Fang J., Guan J., Zeng Y., Zhang Y.** Flame volume and radiant fraction of jet diffusion methane flame at sub-atmospheric pressures // *Fuel.* — 2016. — V. 167. — P. 82–88.
17. **McMurray R.** Flare radiation estimated // *Hydrocarb. Process.* — 1982. — V. 61, N 11. — P. 175–181.
18. **Hurley M. J., Gottuk D. T., Hall Jr J. R., Harada K., Kuligowski E. D., Puchovsky M., Watts Jr J. M., Wiecezorek C. J.** *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering.* — Springer, 2015.
19. **Oka Y., Sugawa O., Imamura T., Matsubara Y.** Effect of cross-winds to apparent flame height and tilt angle from several kinds of fire source // *Fire Saf. Sci.* — 2003. — V. 7. — P. 915–926.

-
20. **Delichatsios M. A., Orloff L.** Effects of turbulence on flame radiation from diffusion flames // Proc. Combust. Inst. — 1989. — V. 22, N 1. — P. 1271–1279.
21. **Brzustowski T. A., Gollahalli S., Gupta M., Kaptein M., Sullivan H.** Radiant heating from flares // ASME Paper. — 1975. — V. 75-HT. — P. 4.

*Поступила в редакцию 09.01.2020.
Принята к публикации 19.02.2020.*
