

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ СЖИГАНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

Е.В. Торопов¹, Л.Е. Лымбина²

¹ Научно-производственная компания «УралТермоКомплекс», г. Екатеринбург, Россия,

² Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, Россия

Общие закономерности процессов сжигания жидкого топлива получены при рассмотрении фракционных характеристик Гаусса для установок трех типов: энергетических котлов, экспериментальных установок и жидкостных ракетных двигателей. Методом сравнения термических сопротивлений теплопередачи от топочного газа к частице жидкого топлива определено, что основную роль играет внешнее термическое сопротивление. Для ряда видов жидкого топлива определено время начала воспламенения в функции внешних условий – температуры топочного газа, а также размера и теплофизических свойств частицы топлива. Применение рекуррентных соотношений позволило определить общую методику перехода от характеристики полных остатков Розина – Раммлера к плотности нормального распределения фракций Гаусса. Для оценки фракционного распределения, а, следовательно, и температуры факельного континуума конкретным требованиям технологии и надежности воспламенения топлива предложена методика адаптации дисперсионного фактора.

Ключевые слова: фракционные характеристики, нагрев частицы, распределение Гаусса, дисперсионный фактор, качество процесса.

Введение

Жидкое топливо (ЖТ) благодаря своим особенностям – высокой теплоте сгорания, преимуществам в логистике и при транспортировке – широко применяется в энергетике стационарных и транспортных установок. Выделив установки с реализацией процесса горения при постоянном давлении, можно не рассматривать процессы в ДВС и дизелях, ограничившись топками котельных агрегатов и камерами сгорания ракет на жидком топливе (ЖРД). Задачу можно сформулировать таким образом: необходимо найти общий способ оценки аэродинамических и тепловых процессов по фракционным характеристикам факела ЖТ.

Так как горение ЖТ возможно только в газобразном состоянии, то процесс горения при этом – гомогенный. Для эффективного сжигания ЖТ его необходимо распылить (диспергировать), что дает многократное увеличение поверхности нагрева и испарения капли, поэтому процесс распыления следует признать гетерогенным за исключением случаев распыления жидкостями – водой, жидкими окислителями и т. д. Можно признать, что в общем процесс горения ЖТ – квазигомогенный, то есть при подготовке факела он может быть и гетерогенным, а после воспламенения – гомогенным. Таким образом, нагрев капель ЖТ до появления паров и их воспламенения необходимо рассмотреть в первую очередь, затем, применив статистическое описание фракционного состава факелов, необходимо рассмотреть общие параметры оценки фактических распределений в факелах различного типа [1].

1. Постановка задачи, выбор методов решения

Частица ЖТ прогревается в топочной среде и испаряется при достижении температуры насыщения t_n , образовавшийся пар диффундирует в топочную среду и при смешении с окислителем сгорает в зоне горения вокруг капли, которую можно признать сферической со среднеобъемным диаметром $d_0 = 2r_0$, м. Время прогрева частицы ЖТ до температуры t_n зависит от интенсивности теплоотдачи на поверхность частицы и термической массивности частицы.

Перенос теплоты от топочных газов к поверхности частицы происходит по цепи термических сопротивлений; оценки для термосопротивления теплоотдачи при коэффициенте теплоотдачи $\alpha = 50; 100; 150$ Вт/м²·К дают $1/\alpha = 0,02; 0,01; 0,0067$. Оценки для термосопротивления теплопроводности при $\lambda_{ЖТ} = 0,12...0,16$ Вт/м·К и при радиусе частицы $r_0 = 10^{-7}...0,5 \cdot 10^{-6}$ м приводят к $(r_0/\lambda)_{max} = 4,17 \cdot 10^{-3}$ и $(r_0/\lambda)_{min} = 0,0625 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, внутренние термосопротивления переносу теплоты на 3–4 порядка меньше внешних; в соответствии со вторым энергетическим правилом Кирхгофа (правилом контуров) определяющим поток теплоты в частицу ЖТ является внешнее термосопротивление, а внутреннее можно не учитывать.

На практике для снижения $1/\alpha$ увеличивают теплоподвод к начальным участкам факела с применением зажигательного пояса, созданием обратных токов высокотемпературных топочных газов и т. д. Определенное по этим данным число

массивности процесса нагрева частицы топлива $Bi \equiv \alpha r_0 / \lambda$ лежит в интервале $Bi_{\min} = 0,416 \cdot 10^{-6}$; $Bi_{\max} = 0,834 \cdot 10^{-4}$, то есть $Bi \ll 0,1$, и для этих условий безразмерная температура частицы ЖТ $\Theta = (t_{\text{эф}} - t) / (t_{\text{эф}} - t_0)$ определяется по формуле [2]

$$\Theta = \exp(-3BiFo), \quad (1)$$

где число Фурье $Fo = \lambda t / (\rho c r_0^2)$.

Посредством логарифмирования выражения (1) определяется время τ в секундах, по истечении которого наступает температурный режим согласно (1), при этом температура станет равной t :

$$\ln \Theta = -3BiFo = -\frac{3\alpha\tau}{\rho c r_0} \quad (2)$$

и далее

$$\tau = -\ln \Theta \left(\frac{\rho c r_0}{3\alpha} \right) = -\ln \left(\frac{t_{\text{эф}} - t}{t_{\text{эф}} - t_0} \right) \left(\frac{\rho c r_0}{3\alpha} \right). \quad (3)$$

При столь низких значениях $Bi \ll 0,1$ перепад температуры в частице ЖТ отсутствует, поэтому определяемая температура t относится к любой точке в частице. При введении температуры кипения (насыщения) конкретного вида ЖТ по формуле (3) определяется время начала испарения частицы и при наличии условий для воспламенения паров ЖТ – время начала горения частицы с размером r_0 , м. При этом должны быть известны: температура предварительного нагрева частицы t_0 , °С, температура топочной среды $t_{\text{эф}}$, °С, коэффициент теплоотдачи на поверхность частицы α , Вт/м²·К, а также свойства ЖТ – плотность ρ , кг/м³, и средняя массовая теплоемкость c , Дж/кг·К.

Для оценки пределов изменения времени нагрева до заданной температуры необходимо принять средние значения факторов в формуле (3), при этом полагая, что между факторами слабая связь, которую можно не учитывать. Нефтяные топлива, не содержащие легких фракций, характеризуются повышенной температурой начала кипения: для крекинг-остатков она лежит в интервале 240...335 °С, для прямогонных мазутов она характеризуется интервалом 200...320 °С. Температура вспышки при наличии условий для воспламенения паров ЖТ имеет второстепенное значение [3].

При введении в формулу (3) средних значений второстепенных факторов с выделением основных – радиуса частицы r_0 , м, и температуры окружающей среды $t_{\text{эф}}$, °С, – можно определить влияние этих факторов на время начала испарения частицы топлива. Так, для $t_{\text{эф}} = 900$ °С получаем $\tau = 0,0167$ с для $r_0 = 0,01 \cdot 10^{-6}$ м, и 0,830 с для $r_0 = 0,50 \cdot 10^{-6}$ м; при снижении эффективной температуры до 700 °С, что наблюдается в направлении к оси корневой части факела, время начала испарения возрастает до 0,0235...1,176 с, для того же фракционного состава. Эти оценки характеризуют начальный участок, в процессе развития факела температура значительно изменяется, но главный вывод относительно существенного влия-

ния фракционного состава ансамбля частиц топлива остается в силе.

2. Анализ процессов по методике Ф.А. Вильямса

В работе [4] рассмотрены характеристики факельного континуума, получаемого из распыленного жидкого топлива в основном в применении к ЖРД. Число капель индивидуальной в химическом отношении жидкости в единице объема, приходящееся на единичный интервал размеров G , дает массу жидкости в частицах радиусом r на единицу объема, кг/м³,

$$M = \int_0^{\infty} \frac{4\pi r^3}{3} \rho G dr. \quad (4)$$

В качестве функции G , удовлетворительно согласующейся с наблюдаемыми распределениями и упрощающей многие теоретические расчеты, предложено соотношение

$$G = cr^m \exp(-br^n), \quad (5)$$

где параметры c , b , m , n не зависят от r . Выражение (5) названо обобщенным распределением Розина – Рамллера, в частном случае $m = 2$ формула (5) имеет название распределения Нукиямы – Танасавы, в случае $m = n - 4$ – распределения Розина – Рамллера (Р-Р). Соотношение (5) содержит четыре параметра, поэтому для того, чтобы выявить соответствие формулы (5) практическому распределению фракций по размерам, необходимо получить совокупность результатов измерений, полученных с гораздо большей точностью, чем обычно достигаемая на практике.

Далее в работе [4] предложено для описания формы дисперсионной кривой распределения сохранить параметры m и n , а вместо c и b записать физически более подходящие

$$\kappa = \int_0^{\infty} G dr \text{ и } r_{\text{ср}} = \frac{1}{\kappa} \int_0^{\infty} r G dr. \quad (6)$$

Подстановка зависимости (5) в эти выражения приводит к двум уравнениям, решаемым относительно c и b ; в результате решения двух уравнений получается выражение для G :

$$G = \frac{\kappa n \left[\Gamma \left(\frac{m+2}{n} \right) \right]^{m+1}}{r_{\text{ср}} \left[\Gamma \left(\frac{m+1}{n} \right) \right]^{m+2}} \cdot \left(\frac{r}{r_{\text{ср}}} \right)^m \times \exp \left\{ - \left[\frac{r}{r_{\text{ср}}} \frac{\Gamma \left(\frac{m+2}{n} \right)}{\Gamma \left(\frac{m+1}{n} \right)} \right]^n \right\}. \quad (7)$$

Если начальное распределение частиц жидкого топлива по размерам задано формулой (7), то полнота сгорания и другие характеристики распы-

ленного топлива могут быть выражены через функцию

$$H(a, b, c, z) \equiv \frac{e^{-z}}{\Gamma(ab+c)} \times \int_0^{\infty} \left[(y+z)^a - z^a \right]^b (y+z)^{c-1} e^{-y} dy. \quad (8)$$

Если b – неотрицательное целое число, то функция $H(a, b, c, z)$ представляется через неполную гамма-функцию, имеющую интегральное представление Эйлера второго рода

$$\Gamma(c, z) \equiv \int_0^z y^{c-1} e^{-y} dy. \quad (9)$$

Неполная гамма-функция представлена в виде таблиц в [5] и связана с полной гамма-функцией формулой $\Gamma(c) = \Gamma(c, \infty)$. Эти преобразования позволили автору работы [4] построить зависимость локального значения потока капель ЖТ в долях от начальной величины G_0 в функции безразмерной длины камеры сгорания z , причем эта величина определяется по формуле

$$z \equiv \left[\frac{\Gamma(2/n)}{\Gamma(1/n)} \right]^n \left[\frac{2}{r_{cp}^2} \int_0^x \frac{\psi}{v_{cp}} dx \right]^{0,5n}, \quad (10)$$

в которой величина $\psi \geq 0$ не зависит от размера топливной частицы r , а величина v_{cp} определяется как средняя по сечению факела скорость потока топливных частиц.

Численный анализ формулы (5) при сравнении с практическими данными (рис. 1) показал, что по формуле (5) отмечается весьма быстрое схождение величины потока частиц к нулю, не подтверждаемое практическими измерениями этого процесса [6, 7]. Так, по формуле (5) поток частиц близок к нулю с точностью минус 7% уже при размерах частиц 0,30 мм, тогда как на практике эта область близка к медианному размеру, и при этом $G \approx \Phi(d_i) = 0,42$. Поэтому автор работы [4] для

области асимптотического схождения к нулю предлагает другую зависимость, которая, видимо, подходит для распределения частиц в ЖРД, но для распределения в промышленных установках неприемлема.

На рис. 1 приводится изменение полного остатка R в соответствии с соотношением Р-Р и изменением коэффициента измельченности b и коэффициента полидисперсности n . Линии 1–3 при $b = 0,02$: 1 – при $n = 1,4$; 2 – при $n = 1,0$; 3 – при $n = 0,6$. Линии 4–6 при $b = 0,06$: 4 – при $n = 1,4$; 5 – при $n = 1,0$; 6 – при $n = 0,6$. Линии 7–9 при $b = 0,10$: 7 – при $n = 1,4$; 8 – при $n = 1,0$; 9 – при $n = 0,6$. Рис. 1 можно воспринимать как графическую интерпретацию соотношения Р-Р

3. Сжигание жидкого топлива в промышленных установках

Рис. 1 построен для всех возможных пределов изменения двух факторов b и n . Анализ рис. 1 показывает, что основное влияние на распределение частиц топлива в соответствии с соотношением Р-Р оказывает коэффициент измельченности частиц топлива в ансамбле b : при $b \rightarrow 0 R \rightarrow 1,0$. Коэффициент полидисперсности n имеет второстепенное значение: в пределах распределения, задаваемого коэффициентом измельченности b , коэффициент полидисперсности n только изменяет форму линии – выпуклость при $n = 1,4$, прямая линия при $n = 1,0$, вогнутость при $n = 0,6$. В соответствии с рекомендациями [8] коэффициент n определяется с помощью решения уравнения

$$\lg(-\ln R) = \lg b + n \lg d \quad (11)$$

для двух, как минимум, значений размера частиц d , мм; после определения n рассчитывается b . Однако эти рекомендации не дают результата, так как не учитывают взаимосвязь факторов b и n по всему спектру частиц, а также они не позволяют получить замкнутую систему алгебраических уравнений, так как в соответствии с этим методом чис-

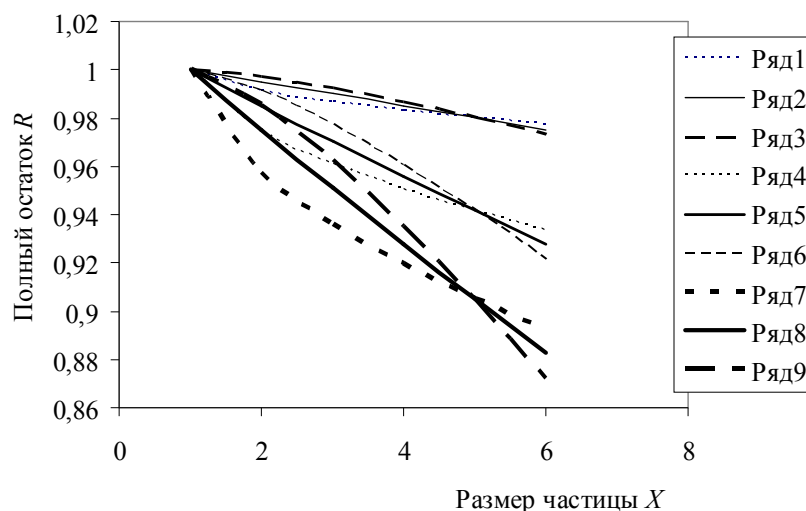


Рис. 1. Полный остаток в функции размера топливной частицы $X = 4d + 1$

ло сформированных уравнений меньше числа неизвестных переменных. К тому же фактическое распределение частиц свидетельствует об изменении b и n в пределах одного ансамбля.

При использовании рис. 1 по размеру топливной частицы d , мм, и полному остатку R сразу определяются b и n . Так, для $X = 3$ ($d = 0,5$ мм) при $R = 0,803$ получаем $b = 0,06$, $n = 1,0$.

С применением формулы Р-Р к ансамблю капель жидкого топлива [9] получается зависимость для полного остатка, где факторы b и n зависят от размера топливной частицы

$$R = \exp\left[-(0,12 + 3,375d)d^{(1,13-1,5d)}\right]. \quad (12)$$

Сравнение кривой Р-Р с данными, рассчитанными по формуле (12), показывает, что погрешность не превышает $\pm 0,5\%$.

Рис. 2 построен по экспериментальным данным, полученным в результате испытания промышленных форсунок для теплоэнергетических установок с целью определения диапазона изменения среднего d_{cp} и медианного d_m диаметров капель топлива в функции давления P и тепловой нагрузки. Эти данные опубликованы в работе [9] в виде зависимости Р-Р. Причем незавершенность анализа распределения топливных частиц в области больших значений d приводит к низкой степени выгорания топлива: при $d = 0,72$ $\Phi(d_i) = 0,9186$.

Выбор масштабов на осях координат продиктован необходимостью размещения на одном поле $\varphi(d_i)$ и $\Phi(d_i)$, причем масштаб на оси ординат соответствует $\Phi(d_i)$, а для получения данных по $\varphi(d_i)$ необходимо значение на оси ординат $L_{шк}$ умножить на $0,5643$: $\varphi(d_i) = 0,5643L_{шк}$. При построении графиков (см. рис. 2) применялось распределение Гаусса согласно методике, изложенной в работе [1].

Показано, что параметр степени влияния избыточного давления топлива на качество распыливания определяется производительностью форсунки, то есть диаметром сопла d_c , мм; при $d_c = 3$ мм производительность составляла $0,86$ кг/с при избыточном давлении топлива $P = 2$ МПа, при этом показатель степени при давлении изменяется в пределах $-0,30 \dots -0,38$. Для форсунок с диаметром сопла от $4,5$ до $8,1$ мм показатель степени близок к $-0,2$, для форсунок с диаметром сопла до 16 мм – близок к $-0,14$, при дальнейшем увеличении диаметра сопла влияние давления на размер капли не обнаружено [9].

В работе [10] в результате исследования прямоточных распылителей жидкости предложена зависимость

$$d_{cp} = 0,154 \cdot P^{-0,44} \cdot d_c^{0,23}, \quad (13)$$

в которой разделено влияние P , МПа, и d_c , мм. Эти данные позволяют экстраполировать результаты рассчитанных фракционных характеристик (см. рис. 2), построенных для $P_1 = 2$ МПа на область давления жидкости до $P_2 = 16$ МПа. При этом медианное значение размера капель уменьшается

$$d_{cp}^{P_2} = d_{cp}^{P_1} \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{0,44}, \quad (14)$$

в рамках примера от $0,32$ до $0,128$ мм, то есть основное количество капель перемещается в область меньших значений.

Эта методика позволяет применить зависимости (см. рис. 2) для области любых значений давления жидкого топлива в пределах изученного диапазона, для чего используется формула для R и значение среднего по выборке диаметра d_{cp} и медианное значение ξ . При переходе к графику на рис. 2 требуется только в формуле $X = (d_i/\xi - 1) + 1$

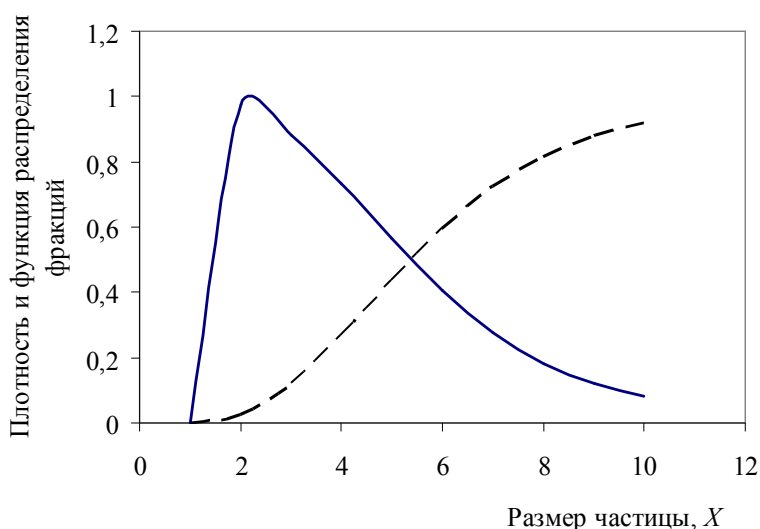


Рис. 2. Плотность $\varphi(d_i)$ (сплошная линия) и функция распределения $\Phi(d_i)$ (пунктирная линия) частиц диаметром d_i , мм, где обобщенный размер частицы $X = (d_i/\xi - 1) + 1$; $\varphi(d_i) = 0,16921 \cdot Y$, где Y – значение для данного d_i по общей шкале ординат

вести новое значение ξ , что дает новое значение X , $\varphi(X)$ и $\Phi(X)$. Аналогичным образом определяет влияние диаметра сопла d_c :

$$d_{cp}^{c2} = d_{cp}^{c1} (d_{c2}/d_{c1})^{0,23}, \quad (15)$$

что дает перемещение d_{cp} в область больших значений; так, увеличение диаметра сопла с 3 мм, для которого построен график (см. рис. 2), до 16 мм приводит к увеличению медианного значения от $\xi = 0,32$ мм до $\xi = 0,47$ мм с соответствующим изменением X , $\varphi(X)$ и $\Phi(X)$.

В работе [11] предложена стационарная математическая модель сжигания полидисперсного жидкого топлива в потоке на основе уравнения распределения частиц топлива по радиусам, которое решено методом разделения переменных в цилиндрических координатах при нормировке на осевое значение потока. Полученное решение в форме кривой Р-Р сравнивается с экспериментальными данными, полученными на огневой модели ВНИИМТ [12]; отклонения не превышают $\pm 8,0$ %. Распределение средней по длине камеры радиационной температуры факела, концентрации кислорода и доли несгоревшего топлива на экспериментальной установке отличаются от теоретических не более чем на ± 20 %.

Следует отметить, что модель [11] не требует расчетов траектории капель и частиц сажи, так как система дифференциальных уравнений в ней представлена в форме Эйлера. Согласование решений по Лагранжу для каждого размера частиц топлива в поле скорости и температуры несущей среды в форме Эйлера создает определенные трудности.

Эти данные в работе [11] соответствуют только симметричному фракционному распределению частиц жидкого топлива, что на практике почти не встречается. Симметричное распределение возможно только при дисперсионном параметре $\sigma = 1,0$ [13]. Там же приводятся данные по сжиганию водоугольного топлива (ВУТ), которые свидетельствуют о стадийности процесса горения, связанной с первичным испарением влаги и образованием оболочки из конгломерата горючей и минеральной части. Видимо, для схемы сжигания ВУТ необходимо применять другие законы распределения фракций [14].

4. Сжигание жидкого топлива в ракетных двигателях

При существенном различии требований, предъявляемых к факелу при сжигании ЖТ в промышленных установках и ракетных двигателях ЖРД, в области стационарных режимов требования в значительной степени корреспондируются. Это условия адекватного управления фракционными характеристиками при диспергировании, смешении, воспламенении и выгорании смеси топлива и окислителя.

Исследования взаимодействия газового потока с распыленным ЖТ с учетом коэффициента сопротивления капли дали информацию об испарении топлива, необходимую для конструирования камер сгорания ЖРД, но учет неоднородности процесса приводит к дальнейшему усложнению модели горения [14]. Рабочие процессы по сложным моделям рассчитываются на ЭВМ, но из подобных расчетов трудно получить общие выводы. Модель, основанная на четырех параметрах и приведенная выше (5), достаточно просто согласуется с моделью, адаптированной к промышленным установкам (11), при замене параметров: $cr^m \approx 1,0$, $a = 0,12 + 6,75r$, показатель степени при d $\alpha = 1,13 - 3r$. Отмечается также, что на полноту сгорания топлива оказывает положительное влияние увеличение скорости испарения топлива, уменьшение размеров капель, приближение фракционного спектра распыленного топлива к монодисперсному. Эти факторы аналогично влияют на качество сжигания ЖТ в промышленных установках – в котельных агрегатах и промышленных печах различного назначения.

С применением балансовых методов в работе [15] определены потери энергии в виде снижения удельного импульса двигателя ΔI_{id} при переходе к реальным процессам в ЖРД:

- неравномерное распределение топлива – $\leq 0,05 I_{id}$;
- неполное выделение энергии – $(0,01 \dots 0,05) I_{id}$;
- двумерное течение – $(0,001 \dots 0,03) I_{id}$;
- конечность скорости химических реакций – $(0,001 \dots 0,1) I_{id}$;
- теплопередача и трение в пограничном слое – $(0,005 \dots 0,05) I_{id}$.

Таким образом, общие потери энергии при переходе от идеального одномерного изэнтропического истечения при химическом равновесии (I_{id}) к реальным процессам можно оценить величиной $\Delta I_{id} = (0,017 \dots 0,28) I_{id}$. При этом необходимо иметь в виду, что эти оценки не учитывают взаимодействие отдельных механизмов потерь энергии и их расположение по длине камеры сгорания. В этом отношении представляется рациональным применить кривую распределения дисперсионного фактора по длине факела, которая служит индикатором участия различных фракций в процессах горения и повышения температуры.

На рис. 3 изображены плотность $\varphi(d_i)$ и функция числового распределения $\Phi(d_i)$ с использованием данных для ЖРД [15]. Отмечается, что наибольшая неопределенность получается при измерении диаметров мельчайших капель из-за малой разрешающей способности аппаратуры и самых крупных капель из-за малой частоты их появления. Далее отмечается, что описание характеристик распыла требует статистического рассмотрения, на основании которого можно получить функцию плотности распределения.

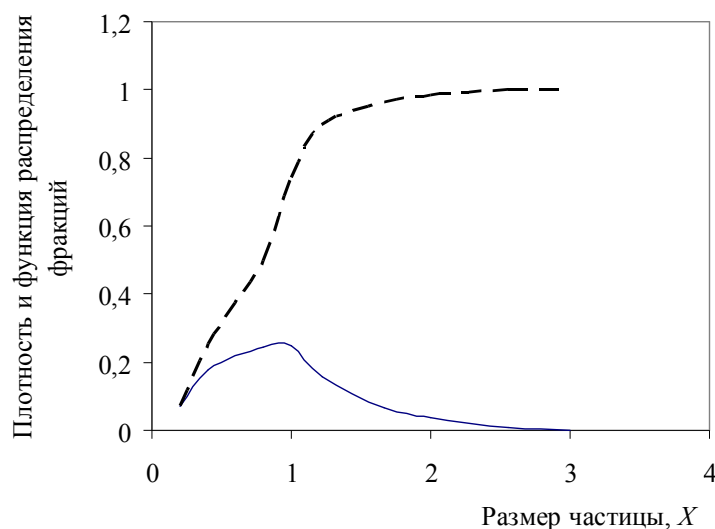


Рис. 3. Плотность $\varphi(d_i)$ (сплошная линия) и функция распределения $\Phi(d_i)$ (пунктирная линия) частиц диаметром d_i , мм, где обобщенный размер частицы $X_1 = (d_i/\xi - 1) + 1$ при $X \leq 1$ и $X_2 = [(d_i/\xi - 1)/4,5] + 1$ при $X \geq 1$

5. Процессы нормирования, стандартизации и дисперсии в полидисперсном факеле ЖТ

Процессы нормирования ансамбля капель ЖТ в различных установках рассматривают с различных точек зрения в соответствии с требованиями к образуемому факелу. В промышленных установках, в котлах и печах различного назначения фракционное распределение нормируют по среднему арифметическому диаметру d_{cp} , причем различие между медианным значением диаметра капель d_m и средним составляет до $d_m/d_{cp} = 0,8$ [7]. В опытах УрФУ – ВНИИМТ распределение потока массы капель нормировали на осевое значение потока, где все нормируемые переменные равны 1 [11]. В экспериментах с применением ЖТ в ракетных двигателях числовое фракционное распределение нормируют таким образом, чтобы величина

интеграла по всему диапазону размеров капель составляла 1 [10].

В разделах математики, относящихся к теории вероятностей и математической статистике (ТВ–МС), нормализация означает расположение начала координат в центре координатного поля таким образом, что слева расположена область отрицательных значений безразмерного аргумента, а справа – область его положительных значений. В ТВ–МС также применяется стандартизация, когда дисперсионный фактор принимается равным единице $\sigma = 1$, именно эти данные сведены в справочные таблицы [12]. Сопоставление фактических данных по плотности распределения фракций $\varphi(X)$ с табличными $\varphi_T(X)$ позволяет определить дисперсионный фактор $Y = \varphi(X)/\varphi_T(X)$ и его зависимость от X (рис. 4).

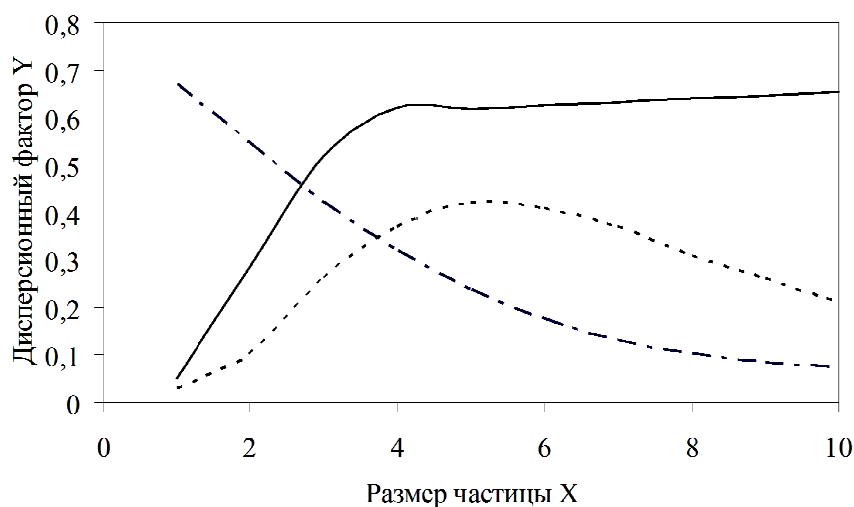


Рис. 4. Дисперсионный фактор $Y \equiv \sigma(X)$ для случая сжигания ЖТ в ракетных двигателях (сплошная линия), для распределения фракций в установке ВНИИМТ (пунктирная линия) и для случая сжигания мазута в котлах (штрихпунктирная линия)

Данные по распределению дисперсионного фактора Y по всей совокупности размеров частиц жидкого топлива могут быть использованы при оценке надежности процессов воспламенения и выгорания частиц [15]. Так, при сжигании мазута в котлах приближение дисперсионного фактора к 1,0 свидетельствует о приближении распределения к мере точности, определяемой при $\sigma = 1$ как $y = 0,3989$, что повышает надежность воспламенения. В экспериментальной установке ВНИИМТ проблема устойчивости воспламенения не стояла, так как применялся источник зажигания. Также в ЖРД такая проблема не стоит, так как применяются специальные присадки к топливу, которые обеспечивают воспламенение при контакте с окислителем. Когда нет необходимости обеспечивать с помощью дисперсионного фактора устойчивость зажигания смеси, можно сосредоточить внимание на достижении других характеристик факела, то есть адекватного технологическому процессу распределения температуры, длины факела, недожога топлива, снижения количества вредных поллютантов и т. д. Устойчивость воспламенения топлива должна учитываться в проектных решениях при определении надежности работы теплоэнергетических агрегатов [16].

Технология формализации распределений дисперсных ансамблей Р–Р, в начальном варианте примененная к частицам твердого топлива, затем была распространена на полидисперсные ансамбли капель ЖТ без надлежащей достоверности. Фактически рост R при снижении d_i от d_{\max} до d_0 происходит вследствие включения в сумму новых фракций, так как по определению «полный остаток» содержит не только текущую фракцию, но и все предыдущие. Поэтому невозможно по значению текущего R_d определить величину текущей фракции с помощью дифференцирования $\partial R_d / \partial d_i$ с обратным знаком, так как в R входит не только текущая фракция, но и сумма всех предыдущих, начиная с d_{\max} [8, 17].

В разрабатываемой методике предлагается отсчет вести от естественного нуля $d_0 = 0$, где $R = 1$. Тогда самая мелкая фракция с размером капель d_1 определяется по разности $\varphi(X_1) = 1 - R_{d1}$, где R_{d1} – значение на кривой Р–Р, соответствующее d_1 . Следующая по крупности фракция $\varphi(X_2) = R_{d3} - R_{d2}$, затем $\varphi(X_3) = R_{d3} - R_{d2}$, для любого текущего значения X_i : $\varphi(X_i) = R_{di} - R_{d(i-1)}$. С применением формулы Р–Р

$$\varphi(X_i) \equiv F_{(i-1)/i} = \exp(-b_{i-1}d_{i-1}^n) - \exp(-bd_i^n). \quad (15)$$

Для применения этой зависимости необходимы практические данные по изменению b и n вида (12); если применяется схема $b = \text{const}$, $n = \text{const}$, то расчетная формула упрощается

$$\varphi(X_i) \equiv F_{(i-1)/i} = \exp(-bd_{i-1}^n) - \exp(-bd_i^n). \quad (16)$$

В этих зависимостях применяется аргумент X ,

нормализованный относительно медианного значения ξ , которое соответствует максимальному значению плотности функции распределения $\varphi(X) \rightarrow \text{max}$. Рекуррентные зависимости (15)–(16) можно рассматривать как формализованный переход от распределения по полным остаткам Р–Р к фракционному распределению Гаусса.

Выводы

Рассмотрение фракционных характеристик трех типов установок для сжигания жидкого топлива позволило выявить общие закономерности и получить общие характеристики процессов горения, которые различаются условиями воспламенения.

Анализ процессов нагрева капель жидкого топлива показал, что определяющим параметром нагрева до температуры испарения и воспламенения является внешнее термическое сопротивление. Значит, при сжигании ЖТ без химических воспламенителей и дежурного факела необходимо обеспечить требуемую согласно расчету температуру топочного газа и его рециркуляцию к корню факела.

Применение основных положений теории горения Ф.А. Вильямса требует отдельного рассмотрения конечной области факела, что нерационально с применением уравнений Гаусса и не учитывает асимптотических соотношений.

Обычно применяемые для описания дисперсных сред зависимости Розина – Раммлера (Р–Р) не позволяют рассчитывать фракционный состав дисперсной среды, но примененный в настоящей работе метод рекуррентных соотношений делает возможной эту процедуру. Причем, следует иметь в виду, что, согласно рис. 1, формула Р–Р вырождается в единицу при малом значении параметра $b \leq 0,02$, показатель степени n при этом практически не влияет на результат.

Введенный в настоящей работе дисперсионный фактор позволяет произвести оценку соответствия фракционного распределения требуемым по режиму работы теплоэнергетического устройства распределениям дисперсных частиц, что позволяет определить качество аэродинамических и тепловых процессов в конкретных установках.

Литература

1. Торопов, Е.В. Концепция факельного континуума для зоны интенсивного горения котельного агрегата / Е.В. Торопов, К.В. Осинцев // Вестник ЮУрГУ. Серия «Энергетика». – 2015. – Т. 15, № 3. – С. 5–10. DOI: 10.14529/power.150301
2. Теплоэнергетика и теплотехника: справочник. Кн. 2: Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент / под общ. ред. А.В. Клименко, В.М. Зорина. – М.: Издат. дом МЭИ, 2007. – 564 с.
3. Назмеев, Ю.Г. Теплоперенос и гидродинамика в системах хранения жидкого органического

топлива и нефтепродуктов / Ю.Г. Назмеев. – М.: Издат. дом МЭИ, 2005. – 368 с.

4. Williams, F.A. *Combustion Theory (Combustion Science and Engineering)* / F.A. Williams. – USA: Westview Press Publ., 2017. – 704 p.

5. Янке, Е. Специальные функции (формулы, графики, таблицы) / Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. – М.: Наука, 1977. – 344 с.

6. Современные горелочные устройства (конструкции и технические характеристики): справ. изд. / А.А. Винтовкин, М.Г. Ладыгичев, В.Л. Гусовский, А.Б. Усачев. – М.: Машиностроение-1, 2001. – 496 с.

7. Лисиенко, В.Г. Хрестоматия энергосбережения: справ. изд.: в 2 кн. / под ред. В.Г. Лисиенко. – М.: Теплоэнергетик, 2003. – Кн. 2. – 768 с.

8. Белосельский, Б.С. Технология топлива и энергетических масел: учеб. для вузов / Б.С. Белосельский. – М.: Изд-во МЭИ, 2003. – 340 с.

9. Ахмедов, Р.Б. Технология сжигания газа и мазута в парогенераторах / Р.Б. Ахмедов, Л.М. Циркульников. – Л.: Недра, 1976. – 272 с.

10. Галустов, В.С. Прямоточные распылительные аппараты в теплоэнергетике / В.С. Галустов. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 240 с.

11. Технологическое сжигание и использование топлива / А.А. Винтовкин, М.Г. Ладыгичев, Ю.М. Голдобин, Г.П. Ясников. – М.: Металлургия, 1998. – 286 с.

12. Бабошин, В.М. Экспериментальные и теоретические исследования процессов горения и теплообмена при факельном сжигании мазута в металлургических печах: автореф. дис. д-ра техн. наук / В.М. Бабошин. – Свердловск, 1972.

13. Корн, Г.А. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Г.А. Корн, Т.М. Корн. – СПб.: Лань, 2003. – 832 с.

14. Росляков, П.В. Методы защиты окружающей среды: учеб. для вузов / П.В. Росляков. – М.: Издат. дом МЭИ, 2007. – 336 с.

15. Харрье, Д.Т. Неустойчивость горения в ЖРД / Д.Т. Харрье, Ф.Г. Рирдон. – М.: Мир, 1975. – 869 с.

16. Беляев, С.А. Надежность теплоэнергетического оборудования ТЭС / С.А. Беляев, В.В. Литвак, С.С. Солод. – Томск: Изд-во НТЛ, 2008. – 218 с.

17. Основы практической теории горения: учеб. пособие для вузов / В.В. Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахмедов и др. – Л.: Энергоатомиздат, Ленинград. отд-ние, 1986. – 312 с.

Торопов Евгений Васильевич, д-р техн. наук, профессор, заслуженный деятель науки и техники РФ, старший научный сотрудник, НПК «УралТермоКомплекс», г. Екатеринбург; evtor@mail.ru.

Лымбина Людмила Ефимовна, канд. техн. наук, доцент, кафедра «Промышленная теплоэнергетика», Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск; lymbinale@susu.ru.

Поступила в редакцию 3 июня 2019 г.

DOI: 10.14529/power190401

FEATURES OF LIQUID FUEL BURNING PROCESSES

E.V. Toropov¹, evtor@mail.ru,

L.E. Lymbina², lymbinale@susu.ru

¹ Scientific and Production Company UralTermoComplex, Ekaterinburg, Russian Federation,

² South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation

The general laws of the combustion of liquid fuel were obtained by considering the Gaussian fractional characteristics for the installations of three types: power boilers, experimental installations, and liquid rocket engines. The comparison the thermal resistances of heat transfer from the flue gas to the liquid fuel particle allows determining that the external thermal resistance plays the main role. The paper determines the ignition onset time for a number of types of liquid fuel as a function of external conditions – the temperature of the flue gas, as well as the size and thermal properties of the fuel particle. The use of recurrence relations made it possible to determine the general method of transition from the characteristic of the full Rosen-Rammmler residues to the density of the normal distribution of Gaussian fractions. The paper proposes a method of adaptation of the dispersion factor to assess the fractional distribution, and, consequently, the temperature of the flame continuum to the specific requirements of the technology and reliability of ignition of fuel.

Keywords: fractional characteristics, particle heating, Gaussian distribution, dispersion factor, process quality.

References

1. Toropov E.V., Osintsev K.V. Concept of Flame Continuum for Zone of Intense Burning of Boiler Unit. *Bulletin of South Ural State University. Ser. Power Engineering*, 2015, vol. 15, no. 3, pp. 5–10. (in Russ.) DOI: 10.14529/power150301.
2. Klimenko A.V., Zorin V.M. (Eds.) *Teploenergetika i teplotekhnika: spravochnik. Kn. 2: Teoreticheskiye osnovy teplotekhniki. Teplotekhnicheskiiy eksperiment* [Heat Power Engineering and Heat Engineering. Book 2. Heat Exchange Experiment. Handbook]. Moscow, MPEI Publishing House Publ., 2007. 564 p.
3. Nazmeyev Yu.G. *Teploperenos i gidrodinamika v sistemakh khraneniya zhidkogo organicheskogo topliva i nefteproduktov* [Heat Transfer and Hydrodynamics in Systems Storage of Liquid Organic Fuel and Oil Products]. Moscow, MPEI Publishing House Publ., 2005. 368 p.
4. Williams, Forman A. *Combustion Theory (Combustion Science and Engineering)*. USA, Westview Press Publ., 2017. 704 p.
5. Yanke E., Emde F., Lesh F. *Spetsial'nyye funktsii (formuly, grafiki, tablitsy)* [Special Functions (Formulas, Graphs, Tables)]. Moscow, Nauka Publ., 1977. 344 p.
6. Vintovkin A.A., Ladygichev M.G., Gusovskiy V.L., Usachev A.B. *Sovremennyye gorelochnyye ustroystva (kon-struktzii i tekhnicheskyye kharakteristiki). Spravochnoe izdanie* [Modern Burner Devices (Designs and Specifications). Reference Edition]. Moscow, Mashinostroenie-1 Publ., 2001. 496 p.
7. Lisiyenko V.G. *Khrestomatiya energosberezheniya. Spravochnoe izdanie* [Chrestomathy of Energy Saving. Reference Edition. Book 2]. Moscow, Heat Power Publ., 2003. 768 p.
8. Belosel'skiy B.S. *Tekhnologiya topliva i energeticheskikh masel* [Fuel and Fuel Oil Technology]. Moscow, MPEI Publ., 2003. 340 p.
9. Akhmedov R.B., Tsirul'nikov L.M. *Tekhnologiya sjiganiya gaza i mazuta v parogeneratorah* [Technology of Burning Gas and Fuel Oil in Steam Generators]. Leningrad, Nedra Publ., 1976. 272 p.
10. Galustov V.S. *Pryamotochnyye raspylitel'nyye apparaty v teploenergetike* [Direct-Flow Sprays Devices in Heat-and-Power Engineering]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1989. 240 p.
11. Vintovkin A.A., Ladygichev M.G., Goldobin Yu.M., Yasnikov G.P. *Tekhnologicheskoye szhiganiye i ispol'zovaniye topliva* [Technological Combustion and Fuel Use]. Moscow, Metallurgiya Publ., 1998. 286 p.
12. Baboshin V.M. *Eksperimental'nyye i teoreticheskiye issledovaniya protsessov goreniya i teploobmena pri fakel'nom szhiganiy mazuta v metallurgicheskikh pechakh. Avtoreferat diss. doct. techn. nauk* [Experimental and Theoretical Studies of the Processes of Combustion and Heat Exchange during the Flare Combustion of Fuel Oil in Metallurgical Furnaces. Abstract of dissertation for the degree of Doctor of Technical Sciences]. Sverdlovsk Publ., 1972.
13. Korn G., Korn T. *Spravochnik po matematike dlya nauchnykh rabotnikov i inzhenerov* [Mathematical Handbook for Scientists and Engineers]. St. Petersburg, Lan' Publ., 2003. 832 p.
14. Roslyakov P.V. *Metody zashchity okruzhayushchey sredy* [Methods of Environmental Protection]. Moscow, MPEI Publishing House Publ., 2007. 336 p.
15. Harrie L.T., Reardon F.H. *Neustoychivost' goreniya v ZhRD* [Liquid Propellant Rocket Combustion Instability]. Moscow, Mir Publ., 1975. 869 p.
16. Belyayev S.A., Litvak V.V., Solod S.S. *Nadezhnost' teploenergeticheskogo oborudovaniya TES* [Reliability of Thermal Power Equipment of Thermal Power Plants]. Tomsk, NTL Publ., 2008. 218 p.
17. Pomerantsev V.V., Aref'yev K.M., Akhmedov D.B. et al. *Osnovy prakticheskoy teorii goreniya* [Bases Practical Combustion Theory]. Leningrad. Energoatomizdat Publ., 1986. 312 p.

Received 3 June 2019

ОБРАЗЕЦ ЦИТИРОВАНИЯ

Торопов, Е.В. Особенности процессов сжигания жидкого топлива / Е.В. Торопов, Л.Е. Лымбина // Вестник ЮУрГУ. Серия «Энергетика». – 2019. – Т. 19, № 4. – С. 5–13. DOI: 10.14529/power190401

FOR CITATION

Toropov E.V., Lymbina L.E. Features of Liquid Fuel Burning Processes. *Bulletin of the South Ural State University. Ser. Power Engineering*, 2019, vol. 19, no. 4, pp. 5–13. (in Russ.) DOI: 10.14529/power190401