

УДК 62-643; 533.6.08

Исследование структуры газового потока, истекающего из форсунки горелочного устройства распылительного типа*

И.С. Ануфриев, Д.В. Красинский, Е.Ю. Шадрин, Е.П. Копьев, О.В. Шарыпов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: anufriev@itp.nsc.ru

Экспериментально и теоретически исследуется структура течения в высокоскоростной струе газа, истекающей из форсунки перспективного жидкотопливного горелочного устройства распылительного типа. На основе метода PIV измерено распределение скорости в однофазном газовом потоке при различных режимных параметрах. В приближении одномерного изэнтропического течения получены оценки газодинамических параметров для характерных режимов работы горелочного устройства с подачей перегретого водяного пара, а также с подачей воздуха. С применением CFD-пакета ANSYS Fluent проведено двумерное численное моделирование аэродинамической структуры потока воздуха при истечении из форсунки. Результаты сопоставлены с измеренным полем скорости и с характерной для сверхзвуковой недорасширенной струи картиной течения, визуализированной прямым теневым методом вблизи среза форсунки.

Ключевые слова: горелочное устройство, форсунка, сверхзвуковая струя, PIV, теневой метод, аэродинамика, численное моделирование.

Введение

Распыление жидкого топлива является ключевым моментом при разработке эффективных горелочных устройств. Исследование способов распыления и характеристик конкретных форсунок относится к актуальным научно-техническим задачам [1]. Увеличение удельной площади межфазной поверхности при диспергировании повышает скорость испарения топлива и интенсивность межфазного обмена энергией и импульсом. Качество диспергирования топлива определяет эффективность смесеобразования, стабильность воспламенения, скорость химической реакции и полноту выгорания топлива, тепловыделение и состав продуктов сгорания (в том числе эмиссию токсичных компонентов).

В жидкотопливных горелках, как правило, происходит горение предварительно перемешанной смеси, когда топливо и окислитель смешиваются внутри форсунки [1–3]. При этом основное влияние на образование и дробление капель оказывают параметры несущей фазы, которые также определяют и структуру газокапельного потока. В то же время подача окислителя (например, вторичного воздуха) в камеру сгорания может быть

* Исследования выполнены при финансовой поддержке государства в лице Министерства науки и высшего образования РФ, RFMEFI60417X0185.

организована в виде отдельных струй, в том числе с использованием пневматических форсунок [4]. Для управления процессом сжигания важно иметь информацию о структуре таких однофазных потоков.

Распыление топлива, подаваемого через форсунку, как правило, приводит к коксованию [5], что снижает надежность оборудования. В связи с этим актуально создание специальных способов получения высокодисперсного устойчивого газокapelного потока для обеспечения эффективного смешения горючих компонентов и окислителя в объеме камеры сгорания. В ИТ СО РАН был предложен перспективный способ распыла некондиционных жидких углеводородов, основанный на взаимодействии жидкости с высокоскоростным газовым потоком [6]. Отличительной особенностью этого способа является то, что топливо и распыляющая среда (несущая фаза) — перегретый водяной пар (или воздух) — предварительно не смешиваются друг с другом: пар подается из форсунки в виде струи, на которую натекает жидкое топливо. Тем самым формируется мелкодисперсный газокapelный поток. Поскольку контакт топлива с форсункой отсутствует, то коксования ее поверхностей не происходит, что предотвращает сбои в работе. Схема распыления жидкого топлива в результате взаимодействия со струей газа активно изучается в настоящее время [7], поскольку обладает перспективой широкого практического использования, в том числе при сжигании высоковязкого топлива.

В работе [8] было показано, что подача струи перегретого водяного пара в зону горения обеспечивает паровую газификацию углеродосодержащих продуктов термического разложения и неполного сгорания жидкого топлива, интенсификацию реакции и выгорание углерода. Такой способ сжигания является перспективным для экологически безопасной утилизации низкокачественных видов жидкого углеводородного топлива и опасных промышленных отходов с производством тепловой энергии. Вода (или пар) применяется в целях снижения тепловой нагрузки и подавления детонации в камерах сгорания, обеспечения диспергирования тяжелых топлив [9] и создания водо-топливных эмульсий [10–12]. Использование воды является известным способом снижения содержания NO_x в продуктах сгорания [13–15]. Причина подавления производства NO_x обычно заключается в снижении температуры пламени благодаря увеличению теплоемкости смеси в зоне реакции при наличии водяного пара.

Для обеспечения высоких теплотехнических и экологических показателей горелочных устройств необходимо иметь возможность управления режимом сжигания. Импульс струи несущей фазы служит одним из ключевых параметров, определяющих интенсивность межфазного обмена, скорость реакции, полноту выгорания топлива, состав продуктов сгорания. Таким образом, при обосновании выбора режимных параметров необходимо учитывать их влияние на динамические характеристики потока.

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое исследование аэродинамики высокоскоростной однофазной струи при её истечении из пневматической форсунки перспективного жидкотопливного горелочного устройства при различных режимных параметрах.

1. Горелочное устройство

На рис. 1а показана схема прямооточного жидкотопливного горелочного устройства [16], реализующего предлагаемый способ диспергирования и сжигания жидкого топлива [6]. Детали горелки выполнены из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Она имеет следующие размеры: высота — 100 мм, диаметр — 50 мм, диаметр сопла — 25 мм.

Перегретый водяной пар (с температурой перегрева до 400 °С) истекает из форсунки в виде струи, в основание которой подается жидкое топливо. Тем самым формируется мелкодисперсный газокapelный поток. Помимо распыления топлива перегретый водяной пар повышает температуру топливных капель, что интенсифицирует массообмен и смесеобразование, способствуя устойчивому воспламенению. Вместе с тем в зоне горения

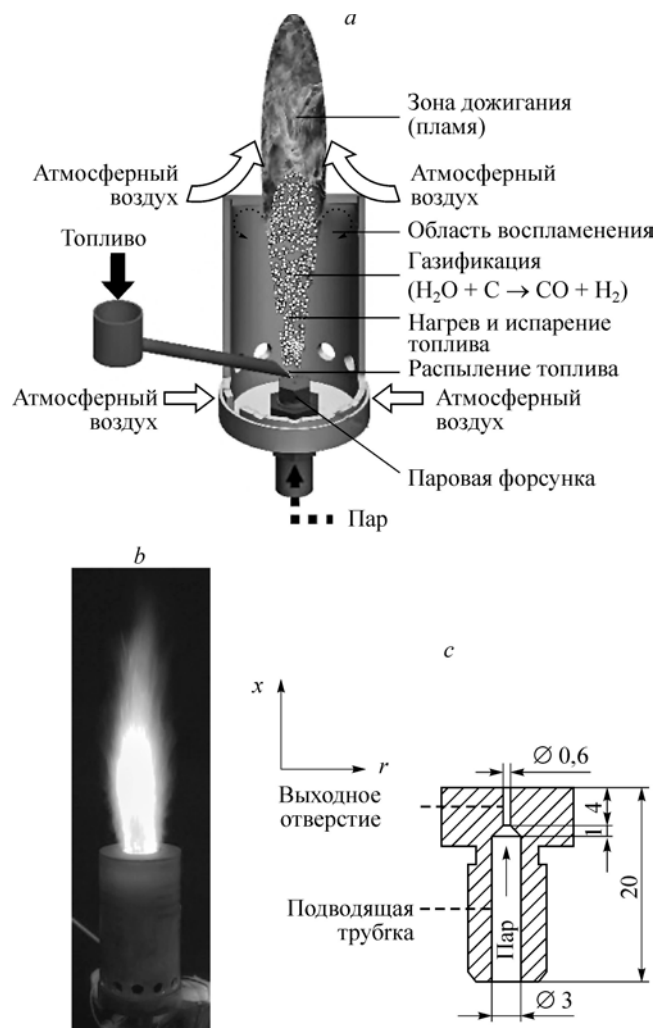


Рис. 1. Схема горелочного устройства с распылением жидкого топлива струей перегретого водяного пара (а), характерный вид факела горелки при горении дизельного топлива (b), схема паровой форсунки (с).

происходит паровая газификация продуктов термического разложения топлива, что повышает показатели сжигания жидких углеводородов [8]. Образующаяся горючая смесь CO и H_2 догорает в факеле, смешиваясь с кислородом из внешней атмосферы (рис. 1b). Конструкцией горелки предусмотрен естественный приток воздуха из атмосферы в зону реакции через отверстия в нижней части корпуса (рис. 1a). Атмосферный воздух необходим для воспламенения жидкого топлива. Количество окружающего воздуха, поступающего за счет эжекции в зону реакции и влияющего на показатели сжигания топлива, также зависит от скорости паровой струи.

При работе горелочного устройства для генерации пара используется лабораторный электрический парогенератор, позволяющий получать поток перегретого водяного пара с температурой до $550^\circ C$ и давлением до $2,0$ МПа при максимальной производительности $1,5$ кг/ч [16]. Из парогенератора пар подается в горелочное устройство через форсунку, установленную в основании горелки. Форсунка изготавливается по техническим требованиям, предъявляемым к форсункам рулевых ракетных двигателей. Её параметры влияют на эффективность распыления топлива и устойчивость работы устройства (рис. 1с).

Массовый расход пара задается при помощи плунжерного дозирующего насоса. Объемный расход пара определяется конструкцией парогенератора и форсунки и зависит от давления и температуры в парогенераторе. Именно термодинамические условия в парогенераторе определяют степень перегрева пара и скорость струи. Течение, формируемое на выходе из паровой форсунки, можно охарактеризовать как сверхзвуковую струю перегретого водяного пара, истекающую в атмосферу (в горелке — в камеру сгорания). Засеять такой поток трассерами (для проведения оптических измерений), выдерживающими тепловую нагрузку, весьма проблематично. Использование твердых микрочастиц оксида алюминия, титана, магния, кремния и т.д. в этом случае невозможно, поскольку во-первых, парогенератор имеет достаточно узкие и длинные каналы, на стенках которых могут осаждаться частицы, тем самым засоряя их; во-вторых, выходное отверстие паровой форсунки имеет малый диаметр (0,6 мм) и может со временем засориться, что повлияет на скорость потока на выходе; в-третьих, для подачи и поддержания во взвешенном состоянии таких трассеров обычно применяют специальные миксеры, при прохождении которых температура перегретого пара резко снижается. Кроме этого, перегретый водяной пар не содержит капель, которые в случае насыщенного пара могут быть использованы в качестве трассеров. С учетом описанных сложностей с засевом трассерами потока перегретого водяного пара в настоящей работе проводятся исследования с подачей сжатого воздуха без нагрева.

2. Оценка газодинамических параметров по теории одномерного течения идеального газа

Для расчета параметров высокоскоростного газового потока на выходе из форсунки через заданные (измеренные в экспериментах) значения параметров потока в подводящей трубке диаметром 3 мм (см. рис. 1с) в настоящей работе применяется аппарат газодинамических функций, основанный на теории одномерного течения идеального газа в канале переменного сечения [17]. Принимается, что течение идеального совершенного газа по тракту форсунки является стационарным, баротропным, адиабатическим (без учета трения и теплообмена на стенках). Из этих допущений следует и постоянство энтропии вдоль линии тока, причем имеет место соотношение изоэнтропической адиабаты [17]

$$P \cdot \rho^{-\gamma} = \text{const}, \quad (1)$$

где P — давление, ρ — плотность, γ — показатель адиабаты. Закон сохранения полной механической энергии вдоль линии тока выражается уравнением Бернулли в форме для изоэнтропического течения (см. [17]):

$$C_p T + \frac{1}{2} U^2 = \text{const}. \quad (2)$$

Используем уравнение состояния идеального газа

$$P = \rho R_g T, \quad (3)$$

где константа газа $R_g = R_C / m_g$. Также учтем условие сохранения массового расхода G через сечение площадью A :

$$G = \rho U A = \text{const}, \quad (4)$$

причем $G = G_1$ — заданное значение. С использованием системы уравнений (1)–(4) по известному в некоторой точке потока, обозначаемой далее нижним индексом «1», вектору параметров $\phi_1 = \{U_1, \rho_1, P_1, T_1\}$ могут быть определены значения ϕ в какой-либо другой точке одномерного изоэнтропического потока (с известной площадью сечения A), в т.ч. значения ϕ_0 адиабатически заторможенного потока (обозначаемого здесь и далее

нижним индексом «0»). Однако ввиду нелинейности этой системы ее решение будет приближенным (вычисляемым, например, путем последовательных итераций). Для повышения точности решения удобнее привести систему (1)–(4) к одному нелинейному уравнению на число Маха $M \equiv U/a$. С этой целью рассмотрим функцию обратного удельного расхода $\theta \equiv (\rho U)^{-1}$ и будем использовать известные изоэнтропические соотношения [17] для компонент вектора ϕ , выражаемые как функции числа Маха, например:

$$\tau(M) \equiv T_0/T = 1 + M^2(\gamma - 1)/2. \quad (5)$$

Проведем следующие преобразования величины θ :

$$\theta(M) = 1/\rho U = \frac{1}{\rho a M} = \frac{1}{\rho_0 a_0 M} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{a_0}{a} = \frac{1}{\rho_0 a_0 M} \tau^{1/\gamma-1} \tau^{1/2} = \frac{\tau^\beta}{\rho_0 a_0 M}. \quad (6)$$

Здесь применяется функция $\tau(M)$ по формуле (5), которая является следствием уравнения Бернулли (2); показатель степени $\beta = \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}$. Тогда, привлекая заданные (известные) в сечении «1» потока значения ϕ_1 , выражая отношение площадей A/A_1 через число Маха и учитывая уравнение неразрывности (4), получим (как и в [17])

$$A/A_1 = \rho_1 U_1 / (\rho U) = \theta(M)/\theta_1 = [\tau(M)/\tau_1]^\beta M_1/M. \quad (7)$$

Преобразуя далее уравнение (7) и введя функцию $\Psi(M)$, запишем:

$$\Psi(M) \equiv B_1 [\tau(M)]^\beta / M - A/A_1 = 0, \quad (8)$$

где значение коэффициента B_1 находится через известное значение M_1 : $B_1 = M_1 / \tau_1^\beta$. Таким образом, поиск решения системы (1)–(4) в некотором сечении «s» при $A = A_s$ сводится к вычислению корней уравнения (8): $\Psi(M) = 0$.

Далее принимается, что сечению A_1 соответствует входное сечение подводящей трубки диаметром 3 мм, а сечению A — выходное сечение (срез) сопловой трубки форсунки диаметром 0,6 мм (которое будем обозначать нижним индексом «n», т.е. $A = A_n$), так что $A_n/A_1 = 0,04$. Типичный вид функции $\Psi(M)$ показан на рис. 2 (для варианта расчета № 3, табл. 1), ее минимум $\Psi_{\min}$ достигается всегда при $M = 1$, что следует из анализа условия $\partial\Psi/\partial M = 0$. Если $\Psi_{\min}(M = 1) < 0$, то имеются два вещественных корня M_{n1} и M_{n2} , один из которых соответствует дозвуковому режиму течения ($M_{n1} < 1$), а другой — сверхзвуковому ($M_{n2} > 1$). Для вычисления корней уравнения (8) применялся метод Ньютона, при этом сходимость решения обычно достигалась за 7–10 итераций (в зависимости от начального приближения) при заданной погрешности $\varepsilon_M = 10^{-14}$. Для выбора одного из двух корней принималось следующее правило, основанное на рассмотрении дополнительного сечения A_a (обозначаемого далее нижним индексом «a»), расположенного после выхода из форсунки,

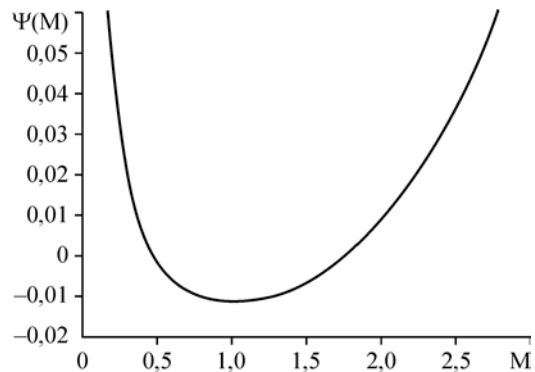


Рис. 2. Вид функции $\Psi(M)$ при $A/A_1 = 0,04$ для воздуха ($\gamma = 1,4$) в условиях режима № 3 из табл. 1.

Таблица 1

Значения газодинамических параметров для воздуха
(для всех режимов $T_1 = 23\text{ }^{\circ}\text{C}$ в подводящей трубке)

№ режима	G , кг/ч	P_1' , бар	Q_1 , л/мин	P_n , бар	U_n , м/с	M_n	Γ_a , Н	U_a , м/с
	В сечении подводящей трубки			На выходе из форсунки			После форсунки при $P = 1$ атм	
1	0,4167	1,5	2,35	2,18	153	0,453	0,043	369
2	0,7909	3,4	2,54	3,71	169	0,503	0,099	452
3	1,1240	5,5	2,45	1,23	475	1,75	0,155	495
4	1,5218	7,6	2,50	1,70	470	1,72	0,221	522

в котором статическое давление в струе равно атмосферному давлению: $P_a = P_{\text{atm}}$. Из изэнтропического соотношения [17]

$$P_0/P_a = \left[1 + M_a^2(\gamma - 1)/2\right]^{\gamma/(\gamma - 1)} \quad (9)$$

определим значение M_a и остальные газодинамические величины. Затем, полагая массовый расход G струйного потока вблизи выхода из форсунки неизменным, по уравнению неразрывности (4) найдем виртуальную площадь сечения A_a . Тогда при выполнении условия $A_a > A_n$ принимается, что струя, выходящая из форсунки, расширяется с переходом в сверхзвуковой режим и для расчета параметров на срезе форсунки (в сечении A_n) следует выбрать корень $M_{n2} > 1$, иначе имеем дозвуковой режим истечения с выбором корня $M_{n1} < 1$.

Результаты расчетов по вышеописанной модели одномерного изэнтропического потока в канале переменного сечения для режимов с подачей воздуха приведены в табл. 1, а для режимов с подачей пара — в табл. 2. Значения давления в сечении «1» подводящей трубки P_1' приведены по показаниям манометра ($P' = P - p_{\text{atm}}$); также в сечении «1» заданы значения температуры T_1 и массового расхода G . При этом в режимах с подачей водяного пара значение расхода G задается при помощи плунжерного дозирующего насоса (см. раздел 1), а в режимах с подачей воздуха расход G рассчитывается через показание объемного расхода Q_1 , наблюдаемое по ротаметру (см. раздел 3, рис. 3). Представленные в табл. 2 варианты входных параметров для пара (G и P_1') соответствуют режимам устойчивой работы горелочного устройства [16]. Величина $\Gamma \equiv \rho U^2 \cdot A = GU$, связанная с потоком импульса и имеющая размерность силы, может рассматриваться в качестве характеристики интенсивности динамического воздействия газовой струи на каплю распыляемой жидкости.

Таблица 2

Значения газодинамических параметров для водяного пара
(для всех режимов $T_1 = 250 \pm 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ в подводящей трубке)

№ режима	G , кг/ч	P_1' , бар	Q_1 , л/мин	P_n , бар	U_n , м/с	M_n	Γ_a , Н	U_a , м/с
	В сечении подводящей трубки			На выходе из форсунки			После форсунки при $P = 1$ атм	
1	0,2	1,8	2,86	2,63	177	0,320	0,037	663
2	0,4	3,5	3,57	4,04	229	0,416	0,087	783
3	0,6	5,7	3,60	1,15	840	1,83	0,144	865
4	0,8	7,4	3,83	1,64	817	1,75	0,202	907
5	1,0	9,0	4,02	2,17	796	1,69	0,261	938
6	1,2	11,4	3,89	2,56	808	1,72	0,325	974
7	1,4	13,6	3,86	3,01	810	1,73	0,390	1002

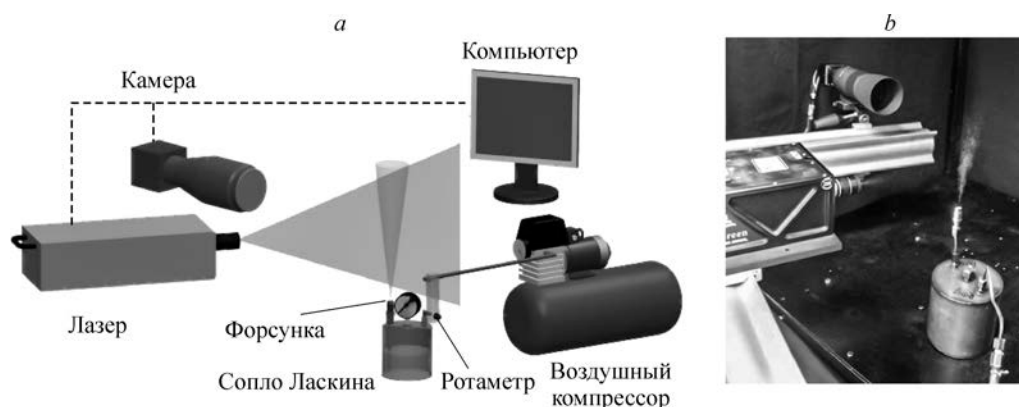


Рис. 3. Схема экспериментальной установки (а) и вид экспериментальной установки с PIV-системой «ПОЛИС» (b).

Поскольку невозможно реализовать режимы с паром и с воздухом, которые имели бы совпадающие значения газодинамических параметров, то существует методическая проблема корректного сопоставления показателей работы горелочных устройств, использующих в качестве несущей фазы пар или воздух. Для сопоставления приходится выбирать режимы, при которых тот или иной параметр имеет одинаковое значение, например, расход горючего или окислителя или их отношение. Однако для двухфазных систем равенство «химических» параметров не всегда является определяющим. С учетом важности динамического взаимодействия фаз, влияющего на дисперсный состав и интенсивность процессов переноса, таким параметром может служить значение Γ . Можно заметить, что представленным в табл. 1 и 2 режимам № 3 (и режимам № 4), соответствуют близкие значения Γ_a (относительное различие составляет менее 10 %). Соответственно, можно предположить, что характеристики режима № 3 при подаче пара следует сопоставлять с режимом № 3 при подаче воздуха (также взаимно сопоставимыми являются режимы № 4).

Из таблиц 1 и 2 видно, что с увеличением входного давления (и расхода) происходит переход течения на срезе форсунки от дозвукового к сверхзвуковому (см. значения M_n), в результате чего существенно возрастает и сила воздействия струи Γ_a . Поскольку выходной канал форсунки (трубка диаметром 0,6 мм) не является профилированным соплом (соплом Лавала), то с целью изучения особенностей структуры потока в режиме с подачей воздуха были проведены исследования на уровне физического и численного экспериментов (см. разделы 4, 5).

3. Экспериментальные установки и методики измерений

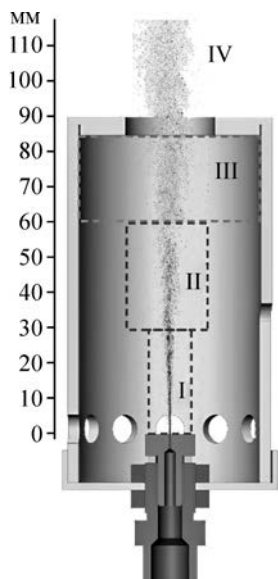
Для исследования структуры потоков в настоящее время широко используются панорамные методы, в числе которых метод PIV (Particle Image Velocimetry) и его модификации, позволяющий с высокой производительностью получать информацию сразу во всей исследуемой области. PIV-измерениям газовых струй, в том числе воздушных, посвящено большое количество работ. Среди них можно выделить работы по исследованию структуры сверхзвуковых потоков [18]. В меньшей степени в литературе представлены работы, посвященные PIV-исследованиям паровых струй, генерируемых форсунками [19, 20]. Метод PIV основан на регистрации перемещений частиц (трассеров), добавляемых в исследуемый поток. Как правило, при измерениях

потоков насыщенного пара в качестве трассеров используются микрокапли [21]. Для засева высокотемпературных потоков применяют частицы TiO_2 , Al_2O_3 , SiO_2 и другие трассеры, способные выдерживать тепловую нагрузку [22, 23]. Особую сложность представляет подача трассеров в поток, которая в конкретных задачах не может быть реализована с сохранением режима течения. В таких случаях прибегают к некоторым допущениям и проводят исследования холодной аэродинамики, когда засев потока трассерами возможен, например, с использованием дыма или специальных масел [24].

Экспериментальные исследования проводились на установке, схема которой показана на рис. 3а. Измерения поля скорости течения осуществлялись методом PIV с использованием двумерной PIV-системы «Полис» (рис. 3б) [25, 26]. Измерительный комплекс включал в себя двойной импульсный Nd:YAG-лазер QuanteLEVG (с энергией в импульсе 145 мДж, максимальной частотой импульса 15 Гц и длительностью импульса 10 нс), объектив для формирования лазерного ножа, CCD-камеру ImperX B4820-M (с разрешением 4904×3280 пикселей, частотой съемки 3,2 Гц и минимальной межкадровой задержкой 200 нс), макрообъектив Sigma AF 180 mm f/2.8 Macro, синхронизирующий процессор, персональный компьютер с программным обеспечением ActualFlow и пакетом PIV Kit, крепежный комплект на основе элементов Newport. С использованием указанного оптического оборудования, наряду с PIV-измерениями, на основе прямого теневоего метода также была проведена визуализация характерной структуры сверхзвукового газового потока вблизи среза форсунки [25], см. раздел 4.

Экспериментальная установка работает следующим образом. Сжатый воздух подается при помощи компрессора, давление регулируется редуктором, за которым установлен контролирующий ротаметр Dwyer RMA-21-SSV (с диапазоном объемного расхода до 10 л/мин при нормальных условиях, давлением до 7 бар, погрешностью $\pm 4\%$). Корректировка показаний ротаметра проводилась для условий эксперимента. Для засева потока трассерами применялись микроскопические капли растительного масла, образующиеся в результате прохождения сжатого воздуха через сопло Ласкина. Давление контролировалось в сопле Ласкина, на выходе которого была установлена исследуемая форсунка (рис. 1с).

Измерения поля скорости проводились в вертикальном сечении, проходящем через ось симметрии форсунки. Для каждого режима была выполнена серия из 1000 пар кадров с частотой 1 Гц, со временем экспозиции первого кадра 1 мс и временем задержки между первым и вторым кадром в паре кадров 0,5–2 мкс (в зависимости от режима). Для обработки данных использовался итерационный кросскорреляционный алгоритм расчета полей скорости с разбиением расчетной области на ячейки размером 64×64 пикселей с пространственным перекрытием 50 %. Для подавления фоновой засветки использовался алгоритм цифровой фильтрации изображения («вычитание фона»). Максимальный пространственный шаг сетки составлял около 0,25×0,25 мм. Измерения проводились в различных областях струи, согласно рис. 4.



4. Экспериментальные результаты и их анализ

Для исследования поля скорости использовался метод PIV. В результате PIV-измерений получены поля скорости при

Рис. 4. Характерные области струи с привязкой к горелочному устройству с изображением трассеров и масштаба (мм).

- I — ближняя область струи, соответствующая зоне диспергирования и смешения, II — область интенсивного межфазного теплообмена,
- III — область рециркуляции, соответствующая зоне воспламенения,
- IV — внешняя струя, соответствующая зоне догорания во внешнем факеле.

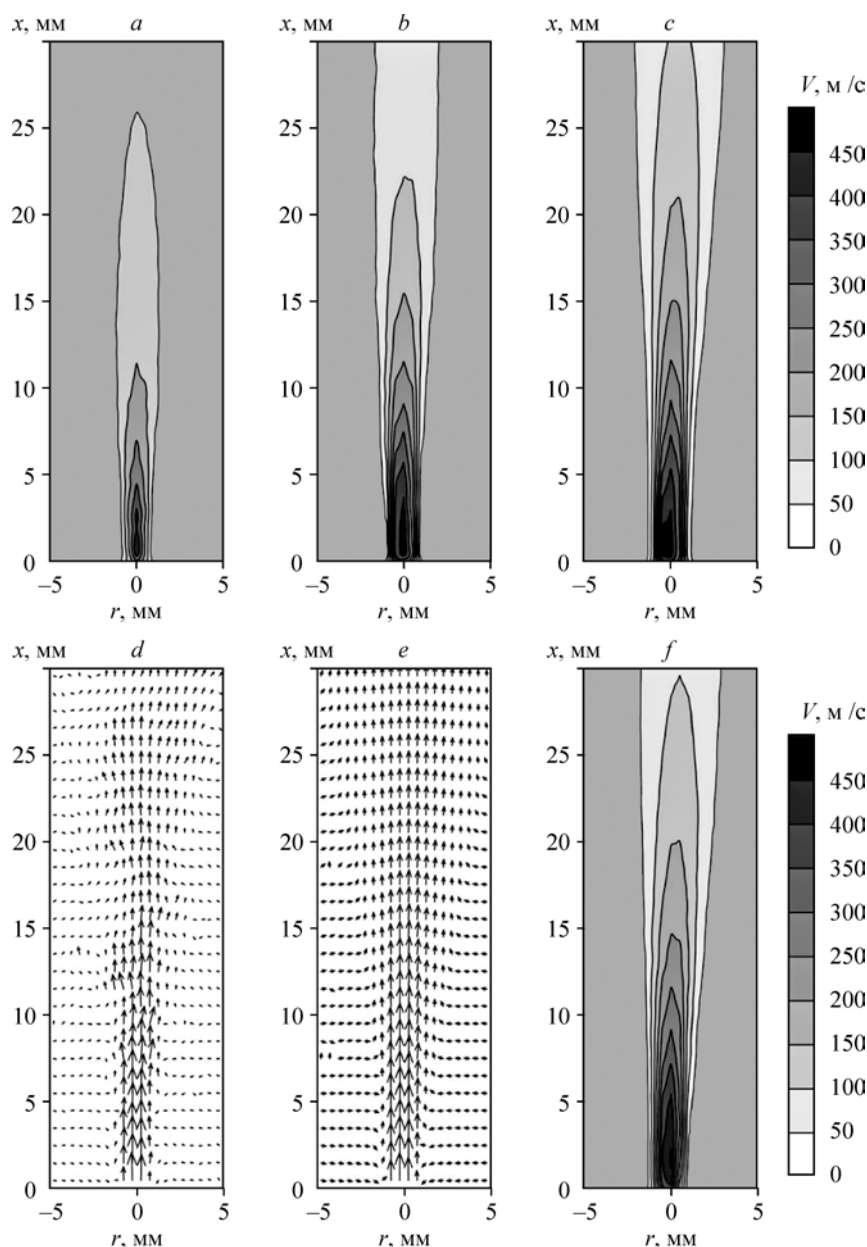


Рис. 5. Поля скорости воздушной струи (м/с) для давлений (по манометру) в форсунке $P_1' = 1,5$ (a), $3,4$ (b), $7,6$ (c) (бар),
характерное векторное поле мгновенной скорости при $P_1' = 5,5$ бар (d),
векторное поле средней скорости при $P_1' = 5,5$ бар (e)
и изолинии модуля средней скорости при $P_1' = 5,5$ бар (f).

истечении струи воздуха из форсунки для различных режимов

согласно табл. 1. При максимальном пространственном увеличении используемого в экспериментах объектива (1:1) размер измерительной области составлял около 35×24 мм. Минимальная межкадровая задержка камеры ImperX B4820-M составляет 200 нс, что позволяет измерять скорости до 500 м/с. В соответствии с указанными техническими ограничениями в настоящих экспериментах для исследования были выбраны режимы,

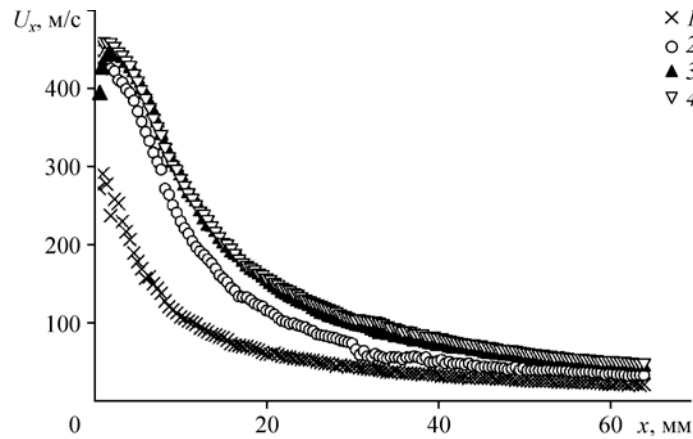


Рис. 6. Профили аксиальной компоненты средней скорости вдоль вертикальной оси форсунки для различных значений давления P_1' в форсунке.

$$P_1' = 1,5 \text{ (1)}, 3,4 \text{ (2)}, 5,5 \text{ (3)}, 7,6 \text{ (4)} \text{ бар.}$$

приведенные в табл. 1. На рис. 5 показана структура однофазного потока вблизи форсунки (область I на рис. 4), где в горелочном устройстве происходит диспергирование топлива и смешение с паром. Для исследуемых режимов № 2–4 (см. табл. 1) течение имеет характерный вид сверхзвуковой затопленной струи.

Полный угол раскрытия струи слабо зависит от давления воздуха в форсунке и для рассматриваемых режимов изменяется от 16 до 20° с увеличением давления. Картины течения (рис. 5) демонстрируют увлечение струей окружающего воздуха, что является важным в случае потока химически активной смеси. Провести количественную оценку притока атмосферного воздуха можно лишь при его принудительной контролируемой подаче. Максимальная скорость струи при PIV-измерениях достигает 458 м/с на расстоянии около 3 мм от среза сопла, по мере удаления от среза форсунки скорость струи монотонно уменьшается (рис. 6).

Результаты экспериментов показывают, что скорость струи в ближней от сопла области существенно зависит от давления в форсунке (рис. 7а) и изменяется от 288 до 458 м/с

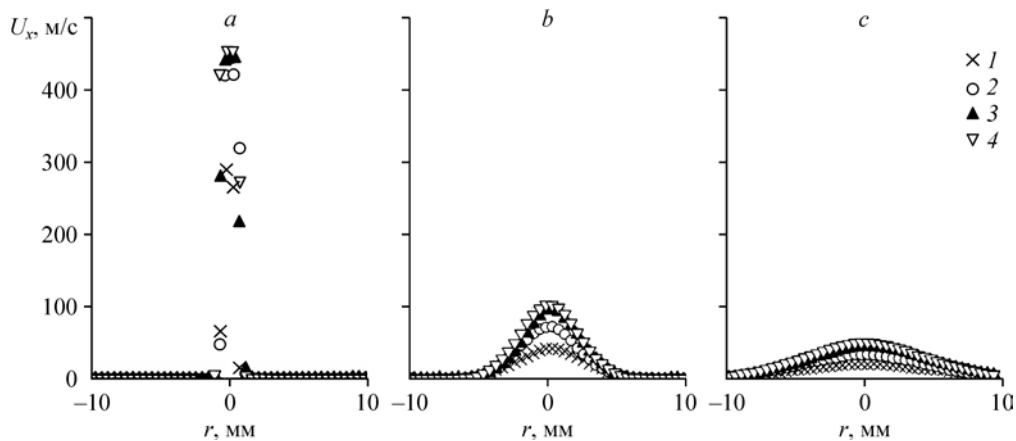


Рис. 7. Радиальные профили аксиальной компоненты средней скорости при различных значениях P_1' .

$$P_1' = 1,5 \text{ (1)}, 3,4 \text{ (2)}, 5,5 \text{ (3)}, 7,6 \text{ (4)} \text{ бар; расстояние от среза форсунки: 1,8 (a), 30 (b), 60 (c) мм.}$$

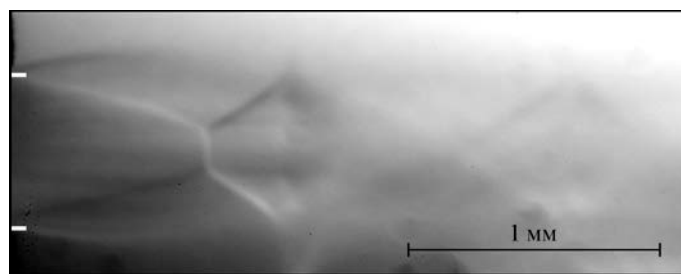


Рис. 8. Теневая фотография потока вблизи форсунки при $P'_1 = 5,5$ бар.

при изменении давления P'_1 от 1,5 до 7,6 бар. Можно предположить, что в этой области скорость струи существенно влияет на размер капель топлива при диспергировании (область I на рис. 4), определяя интенсивность процессов переноса и горения в двухфазном потоке. По мере удаления от форсунки скорость струи понижается с переходом в дозвуковой режим, так что вблизи области рециркуляции (на расстоянии ниже 60 мм по потоку, см. рис. 7с и область III на рис. 4) величина скорости струи определяется заданным расходом, а режим горения в основном определяется соотношением «топливо–окислитель».

На рис. 8 представлен результат визуализации ударно-волновой структуры потока воздуха вблизи форсунки (режим № 3), полученный с помощью прямого теневого метода. Время экспозиции составляло 10 мс. Картина является характерной для сверхзвуковой затопленной струи. Фронт падающей ударной волны начинается на стенке сопла форсунки, наклонно к ней, как коническая поверхность. Ударный фронт пересекается с диском Маха, перпендикулярным оси. Позади маховского и падающего ударного фронта развивается отраженный фронт и поверхность контактного разрыва.

5. Численное моделирование истечения из форсунки

Численное исследование аэродинамической структуры течения проводилось для конфигурации лабораторной горелки в режиме № 3 (табл. 1). Течение полагалось стационарным, турбулентным, двумерно осесимметричным. Аэродинамика такого течения определяется осредненными по Фавру уравнениями неразрывности и количества движения, для замыкания которых в настоящей работе применялась «реализуемая» модификация $k-\varepsilon$ модели турбулентности [27]. Для аппроксимации конвективных членов уравнения количества движения использовалась неявная схема против потока, обеспечивающая монотонность решения. Для расщепления нелинейной связи между компонентами скорости и давлением применялся высокоэффективный алгоритм PISO [28].

Задача сформулирована в двумерной постановке в цилиндрической системе координат (x, r) , при этом аксиальная протяженность вычислительной области составляет 1,2 м, а внешний радиус области — 0,5 м. Расчетная неструктурированная сетка построена из ячеек гексаэдрического типа, их размер внутри корпуса горелки составляет от 0,2 до 0,4 мм и сгущается до 0,12 мм вблизи оси, причем в окрестности выхода из форсунки аксиальный шаг сетки составляет 0,1 мм, а радиальный шаг внутри выходного канала (диаметром 0,6 мм) форсунки — 0,05 мм. Для проведения расчетов использовался CFD-пакет ANSYS Fluent.

Результаты численного моделирования аэродинамической структуры инертного потока воздуха в тракте исследуемой горелки для режима № 3 представлены на рис. 9–12. На рис. 9 показаны профили числа Маха и статического давления (отнесенного к атмо-

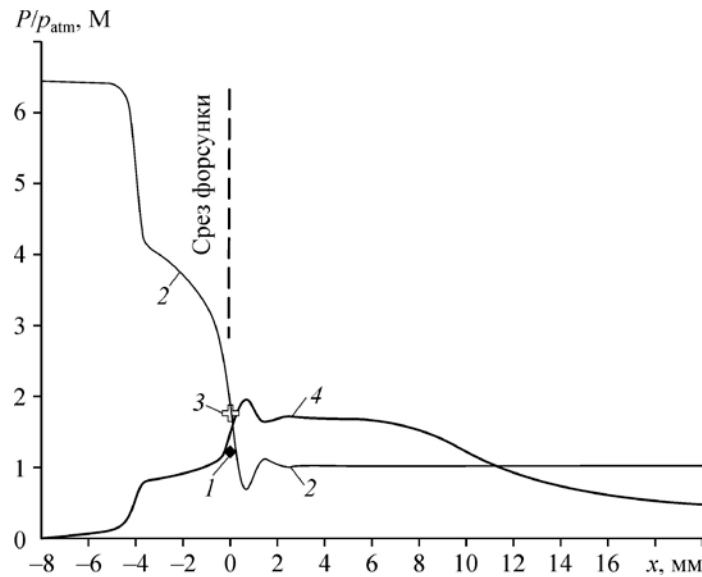


Рис. 9. Профили статического давления P/p_{atm} (2) и числа Маха (4) вдоль оси симметрии.

Символы — оценка по теории одномерного изэнтропического течения в сечении «n» на срезе форсунки.

1 — значение P_n/p_{atm} , 3 — значение M_n .

сферному) вдоль оси симметрии горелки (форсунки), при этом область $x < 0$ соответствует каналу внутри форсунки (т.е. сечение «n» среза форсунки имеет координату $x = 0$). Символами обозначены значения P_n/p_{atm} и M_n по теории одномерного изэнтропического потока, которые расположены достаточно близко к соответствующим численным профилям. Из рис. 9 видно, что после выхода из форсунки ($x > 0$) поток продолжает ускоряться вдоль оси, а давление — падать, так что число Маха достигает максимума $M_{\text{max}} \approx 1,98$ на расстоянии около $\sim 1,07$ калибра сопловой трубки. Затем до расстояния $\sim 2,45$ калибра число Маха уменьшается, а давление растет, т.е. наблюдается один выраженный период осцилляции профилей газодинамических величин. Видимая осцилляция профилей завершается на расстоянии около 4 калибров от среза форсунки. Для анализа эффекта осцилляции рассмотрим структуру поля давления в окрестности среза форсунки, показанную в виде изобар статического давления на рис. 10. Здесь наблюдаются бочкообразные структуры, известные как «бочки Маха». Эти структуры характерны для сверхзвуковой недорасширенной струи. Действительно, на срезе форсунки $P/p_{\text{atm}} > 1$, что видно по профилю на рис. 9 и по шкале изобар на рис. 10. Наиболее четко выражена первая «бочка», а следующие за ней вниз по потоку структуры ослабевают.

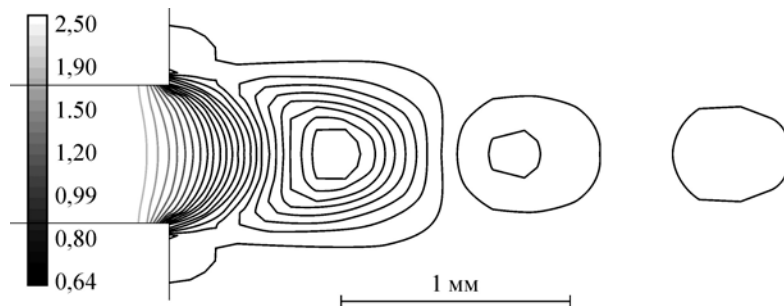


Рис. 10. Изобары статического давления P/p_{atm} вблизи отверстия форсунки.

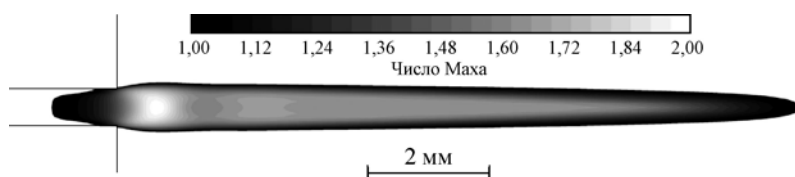


Рис. 11. Поле чисел Маха вблизи отверстия форсунки.
Заливка показана по условию $M \geq 1$.

Сверхзвуковая область струи в окрестности отверстия форсунки показана на рис. 11 в виде изоконтуров чисел Маха по условию $M \geq 1$. Можно видеть, что переход в сверхзвуковой режим происходит уже внутри сопловой трубки. Это обусловлено эффектом близости к выходному отверстию. После выхода струи из трубки в распределении числа Маха видна перемежаемость, соответствующая расположению бочкообразных структур (рис. 10) и профилю M (рис. 9). Таким образом, теневой метод (см. рис. 8) и численное двумерное моделирование подтверждают наличие сверхзвукового режима течения на выходе из форсунки и в ее окрестности. Общая протяженность сверхзвуковой области вдоль оси, начиная от среза форсунки ($x = 0$), составляет $\sim 11,2$ мм (около 18,6 калибров). Ниже по потоку, при смешении струи с окружающим низкоскоростным течением, течение переходит в дозвуковой режим.

Сопоставление профилей продольной компоненты скорости U , полученных в результате численного двумерного моделирования, с данными PIV-эксперимента, представлено на рис. 12. Там же символом 1 обозначено значение $U_n = 475,3$ м/с на срезе форсунки, рассчитанное по теории одномерного изэнтропического потока (см. табл. 1). Можно видеть, что «осциллирующее» поведение численного профиля U (на расстоянии до 4 калибров от среза форсунки) идентично профилю M (см. рис. 9, линия 4), при этом среднее значение между максимумом и минимумом флуктуаций профиля U составляет ~ 482 м/с, что весьма близко к «теоретическому» значению U_n .

На начальном участке сверхзвукового потока пространственное и временное

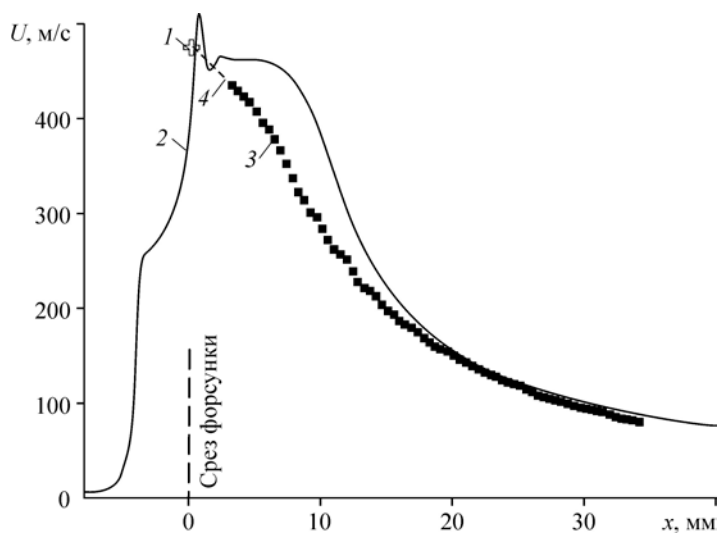


Рис. 12. Сопоставление профилей продольной компоненты скорости U вдоль оси горелки.

- 1 — значение U_n по теории одномерного изэнтропического течения,
2 — численное двумерное моделирование,
3 — PIV-измерения, 4 — линейная экстраполяция данных PIV-измерений
в области $0 \leq x \leq 3$ мм.

разрешение используемой оптической системы оказываются недостаточными для корректной работы алгоритма PIV и достоверной регистрации таких особенностей потока, как флуктуации скорости, «бочки Маха» и др. Поэтому в области $0 \leq x \leq 3$ мм на рис. 12 показана линейная экстраполяция данных PIV-измерений (линия 4). При $x = 0$ экстраполированное значение скорости на срезе форсунки оказывается достаточно близким к теоретическому значению U_n . Ниже по потоку, где струя становится дозвуковой, наблюдается хорошее соответствие между численными и экспериментальными данными.

Заключение

В работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования структуры газового потока, истекающего из форсунки перспективного горелочного устройства, в котором распыление жидкого топлива осуществляется высокоскоростным потоком перегретого водяного пара.

На основе теории одномерного изэнтропического течения получены оценки значений газодинамических параметров потока на выходе из форсунки. Предложен подход для определения режимов работы горелочных устройств распылительного типа, эквивалентных по эффективности диспергирования жидкого топлива газовой струей. А именно: для корректного сопоставления показателей работы таких горелок следует выбирать режимы с одинаковыми значениями параметра Γ , характеризующего интенсивность динамического воздействия газовой струи на каплю распыляемой жидкости, чем определяются дисперсный состав и интенсивность процессов межфазного обмена массой, энергией и импульсом в газокapельном потоке, и в конечном счете — характеристики химических процессов.

С использованием метода PIV измерены поля скорости струи воздуха при различных режимных параметрах. Представлены данные для режимов с давлением на входе в подводящую трубку форсунки, превосходящим атмосферное давление на $1,5\div 7,6$ бар. При давлении 3,4 бар и выше вблизи выхода из форсунки зафиксированы сверхзвуковые значения скорости на оси потока. По мере удаления от среза форсунки затопленная струя переходит в дозвуковой режим, ее параметры определяются заданным расходом газа. Эффективность диспергирования топлива будет снижаться в случае уменьшения входного давления.

С применением CFD-пакета ANSYS Fluent проведено двумерное численное моделирование аэродинамической структуры потока воздуха при истечении из форсунки. Получены и проанализированы распределения газодинамических параметров в режиме с давлением на входе 6,51 бар, показано их соответствие экспериментальным данным. Максимальное значение числа Маха достигает $M \approx 2$ вблизи среза форсунки. Общая протяженность сверхзвуковой области вдоль оси составляет ~ 11 мм (около 18,6 калибров). Вблизи форсунки наблюдаются выраженные колебания профилей газодинамических величин, характерные для сверхзвуковой недорасширенной струи («бочки Маха»). Аналогичная картина зарегистрирована в указанном режиме с применением прямого теневого метода.

Полученные результаты о структуре однофазного потока необходимы для дальнейшего изучения способов управления процессами диспергирования и сжигания жидкого топлива в условиях паровой газификации, а также для корректного сопоставления показателей горелочных устройств, использующих перегретый пар и сжатый воздух для распыления топлива.

Обозначения

A — площадь сечения канала,	Q — объемный расход потока,
a — местная скорость звука,	R_c — универсальная газовая постоянная,
C_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении,	R_g — константа газа (в уравнении состояния),
G — массовый расход газа,	T — температура потока,
M — число Маха,	U — скорость потока,
m_g — молярная масса газа,	ε_M — относительная погрешность вычисления числа Маха,
P — давление,	γ — показатель адиабаты,
p_{atm} — атмосферное давление,	ρ — плотность,
P' — давление по показанию манометра,	G — расчетная сила воздействия струи.

Индексы

0 — параметры адиабатически заторможенного потока,	a — параметры потока в сечении после выхода из форсунки, в котором $P = p_{\text{atm}}$,
1 — параметры потока в сечении подводящей трубки,	n — параметры потока на срезе форсунки.

Список литературы

1. Gad H.M., Ibrahim I.A., Abdel-Baky M.E., Abd El-Samed A.K., Farag T.M. Experimental study of diesel fuel atomization performance of air blast atomizer // *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2018. Vol. 99. P. 211–218.
2. Garai A., Mondal S., Pal S., Chatterjee S., Sen S., Mukhopadhyay A. Experimental investigation of spray formation in a hybrid atomizer using diesel, ethanol and ethanol blended diesel // *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2019. Vol. 100. P. 158–170.
3. Fan Y., Hashimoto N., Nishida H., Ozawa Y. Spray characterization of an air-assist pressure-swirl atomizer injecting high-viscosity jatropa oils // *Fuel*. 2014. Vol. 121. P. 271–283.
4. Yang S.L., Wu M.S., Hsu T.C. Spray combustion characteristics of kerosene/bio-oil. Part I. Experimental study // *Energy*. 2017. Vol. 119. P. 26–36.
5. Badawya T., Attar M.A., Hutchins P., Xua H., Venus J. K., Cracknell R. Investigation of injector coking effects on spray characteristic and engine performance in gasoline direct injection engines // *Applied Energy*. 2018. Vol. 220. P. 375–394.
6. Пат. 2684300 РФ, МПК⁵¹ F23L 7/00, F23D 5/04. Паромасляное горелочное устройство / Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Алексеенко С.В., Шарыпов О.В., Копьев Е.П.; заявитель и патентообладатель Ин-т теплофизики СО РАН. Заявка 2018105056; заявлено 09.02.2018, опубликовано 05.04.2019. Бюл. № 10.
7. Xia Y., Khezzar L., Alshehhi M., Hardalupas Y. Atomization of impinging opposed water jets interacting with an air jet // *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2018. Vol. 93. P. 11–22.
8. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Характеристики сжигания дизельного топлива в горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // *Физика горения и взрыва*. 2016. Т. 52, № 3. С. 37–44.
9. Ballester J.M., Fueyo N., Dopazo C. Combustion characteristics of heavy oil-water emulsions // *Fuel*. 1996. Vol. 75. P. 695–705.
10. Nadeem M., Rangkuti C., Anuar K., Haq M.R.U., Tan I.B., Shah S.S. Diesel engine performance and emission evaluation using emulsified fuels stabilized by conventional and gemini surfactants // *Fuel*. 2006. Vol. 85. P. 2111–2119.
11. Samec N., Kegl B., Dibble R.W. Numerical and experimental study of water/oil emulsified fuel combustion in a diesel engine // *Fuel*. 2002. Vol. 81. P. 2035–2044.
12. Armas O., Ballesteros R., Martos F.J., Agudelo J.R. Characterization of light duty Diesel engine pollutant emissions using water-emulsified fuel // *Fuel*. 2005. Vol. 84. P. 1011–1018.
13. Dryer F.L. Water addition to practical combustion systems — concepts and applications // *Int. Symp. on Combustion*. 1977. Vol. 16, Iss. 1. P. 279–295.
14. Watanabe H., Okazaki K. Visualization of secondary atomization in emulsified-fuel spray flow by shadow imaging // *Proceedings of the Combustion Institute*. 2013. Vol. 34, Iss. 1. P. 1651–1658.
15. Pugh D.G., Bowen P.J., March R., Crayford A.P., Runyon J., Morris S., Valera-Medina A., Giles A. Dissociative influence of H₂O vapour/spray on lean blowoff and NO_x reduction for heavily carbonaceous syngas swirling flames // *Combustion and Flame*. 2017. Vol. 177. P. 37–38.
16. Anufriev I.S., Kopyev E.P., Sharypov O.V., Arsent'ev S.S., Vigrayanov M.S., Osintsev Ya.A. Diesel fuel combustion under steam gasification conditions // *J. Physics: Conf. Series*. 2018. Vol. 1105. P. 012036-1–012036-5.

17. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. 7-е изд., испр. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
18. Scarano F. Overview of PIV in supersonic flows // Particle Image Velocimetry / Eds. A. Schroeder, C.E. Willert. Springer, Berlin: Heidelberg, 2008. P. 445–463.
19. Wu X., Yan J., Li W., Pan D., Liu G. Experimental investigation of over-expanded supersonic steam jet submerged in quiescent water // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2010. Vol. 34. P. 10–19.
20. Sanada T., Mitsuhashi Y., Mizutani H., Saito T. Flow structure of steam–water mixed spray // Nuclear Engng and Design. 2010. Vol. 240, Iss. 12. P. 3974–3983.
21. Takahashi S., Xu Q., Takamura N., Morita R., Uchiyama Y., Watanabe S. Evaluation of jet impact region and fluid force generated from ruptured pipes: 1 — numerical and experimental evaluation of affected region by steam jet // Proceedings of the 24th International Conf. on Nuclear Engng. 2016. Vol. 3.
22. Melling A. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. 1997. Vol. 8, No. 12. Article No. 1406.
23. Алексеев С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Дулин В.М., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сажепаровый режим горения жидких углеводородов: распределение скорости в факеле горелки // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 3. С. 411–414.
24. Литвинов И.В., Шараборин Д.К., Шторк С.И. Определение параметров винтовой симметрии нестационарного вихревого течения на основе фазово-осредненных PIV измерений // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 5. С. 411–414.
25. Gobysov O., Lozhkin Yu., Ryabov M., Markovich D. Experimental study of submillimeter droplets dynamics and breakup in continuous supersonic flow terminated by shock wave // EPJ Web of Conferences. 2016. Vol. 114. Art. No. 02031.
26. Volkov R.S., Strizhak P.A. Research of temperature fields and convection velocities in evaporating water droplets using planar laser-induced fluorescence and particle image velocimetry // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2018. Vol. 97. P. 392–407.
27. Shih T.-H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J. A new k - ϵ eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows — model development and validation // Computers & Fluids. 1995. Vol. 24, Iss. 3. P. 227–238.
28. Issa R.I. Solution of implicitly discretized fluid flow equations by operator splitting // J. Computational Physics. 1986. Vol. 62. P. 40–65.

*Статья поступила в редакцию 5 марта 2019 г.,
после доработки — 5 марта 2019 г.,
принята к публикации 4 июня 2019 г.*