

DOI: <https://doi.org/10.33408/2519-237X.2021.5-2.159>

УДК 614.844.5:614.844.2

ДЛИНА НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ В ПЕННОМ РОЗЕТОЧНОМ ОРОСИТЕЛЕ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК ПОЖАРОТУШЕНИЯ

Лихоманов А.О., Камлюк А.Н.

Цель. Выполнить анализ теоретических подходов к описанию структуры осесимметричных турбулентных струй, а также к расчету их начального участка в режиме распыливания. Теоретически рассчитать длину дужек пенного розеточного оросителя (т.е. расстояние от выходного отверстия оросителя до его розетки), при которой происходит наиболее интенсивное пенообразование, и сопоставить полученный результат с экспериментальными данными.

Методы. В ходе работы использовался ряд теоретических методов исследования (анализ, синтез, сравнение) для изучения подходов к описанию и расчету осесимметричных турбулентных струй, а также для сопоставления теоретически рассчитанных данных по длине дужек пенного розеточного оросителя с результатами эксперимента.

Результаты. Сформулирована гипотеза об оптимальной длине дужек L пенного розеточного оросителя с целью обеспечения наиболее интенсивного пенообразования в нем: оптимальная длина дужек должна равняться длине начального участка струи, образующейся на выходе из штуцера оросителя L_n , т.е. $L = L_n$. Рассчитаны нижний и верхний пределы диапазона значений длины начального участка струи воды, образующейся на выходе из штуцера розеточного оросителя определенной геометрии: $117 \leq L_n \leq 201$ мм.

При экспериментальном определении кратности пены (характеризует интенсивность пенообразования), генерируемой розеточным оросителем, для которого выполнялся теоретический расчет, оптимальное по данной характеристике пены значение длины дужек оказалось равным $L = 114 \pm 4$ мм, что согласуется с теорией с поправкой на более низкий коэффициент поверхностного натяжения пенообразующего раствора по сравнению с обычной водой. Кроме того, предложено выражение для расчета длины начального участка струи для рассматриваемого штуцера пенного розеточного оросителя, которое в первом приближении может быть применено для оценки значения L_n при использовании разных марок и типов пенообразователей, а также при распыливании в газе с иной плотностью.

Область применения исследований. Полученные результаты могут быть использованы для дальнейшего изучения процесса пенообразования в розеточных оросителях для автоматических установок пожаротушения с целью повышения их огнетушащей эффективности. Предложенное выражение для расчета длины начального участка образующейся на выходе из пенного розеточного оросителя струи может быть применено для оценки значения данного параметра при использовании разных марок и типов пенообразователей, а также при распыливании в газе с иной плотностью.

Ключевые слова: распыливание, начальный участок струи, автоматическая установка пожаротушения, ороситель, пена, кратность пены, геометрические параметры оросителя, длина дужек оросителя.

(Поступила в редакцию 27 апреля 2021 г.)

Введение

Динамика осесимметричной турбулентной струи является классической задачей гидродинамики, в связи с чем ее решению посвящено множество научных работ. В таких струях любые параметры среды (скорость, температура, давление, плотность) могут испытывать хаотические колебания, т.е. изменяются от точки к точке и во времени случайным образом.

На распад турбулентной струи на более мелкие структуры оказывает влияние масса факторов, в частности кавитация и турбулентность, обуславливаемые скоростью потока, особенностями конструкции и шероховатостью поверхности насадка [1; 2], физическое

и термодинамическое состояния жидкости и окружающей среды, а вне проточного тракта дополнительно происходит аэродинамическое взаимодействие (силы взаимодействия вещества струи со средой, в которой оно распространяется) [3–7].

При подаче жидкости через отверстие некоторого диаметра в открытое пространство образовавшаяся струя находится в непосредственном взаимодействии с окружающей средой (например, каким-либо газом с плотностью ρ_g), при этом в результате взаимного действия сил инерции, поверхностного натяжения, вязкого трения и аэродинамических сил совершается работа по образованию дополнительной поверхности – на внешней продольной границе струи возникают возмущения (волны), при увеличении амплитуды колебаний которых до определенного критического значения нарушается целостность струи и происходит ее постепенное дробление с образованием мелких структур (лигаментов) и капель [7–10].

Происходит это по следующей причине: при возникновении некоторого сколь угодно малого возмущения на поверхности струи давление окружающей среды, согласно уравнению Бернулли, будет понижено над гребнем волны и повышено у ее подошвы за счет разницы скоростей среды в данных областях [9]. Вследствие понижения давления над гребнем волны ее амплитуда растет, что в конечном счете и приводит к отрыву капли с поверхности струи при превышении аэродинамических сил над силой поверхностного натяжения жидкости [5; 10].

Процесс распада струи, не только турбулентной, может протекать в нескольких режимах, которые отражают различия в его динамике при изменении рабочих параметров (например, давления) [11]. Данное деление основано на некотором главенствующем эффекте или силе, которая оказывает наибольшее влияние на распад струи в том или ином режиме. Как упоминалось ранее, основными силами, участвующими в распаде струи, являются силы инерции, поверхностного натяжения, вязкого трения и аэродинамические силы.

Таким образом, выделено четыре главных режима распада струи, которым соответствуют определенные комбинации указанных сил: режим распада Рэлея, первый аэродинамический режим, второй аэродинамический режим и режим распыливания [11]. Для оценки соотношения между силами используются характеристические числа Рейнольдса Re (отношение сил инерции к силам вязкого трения), Онезорге Oh (отношение сил вязкого трения к силам поверхностного натяжения и инерции) и Вебера We (отношение сил инерции к поверхностному натяжению) [12]:

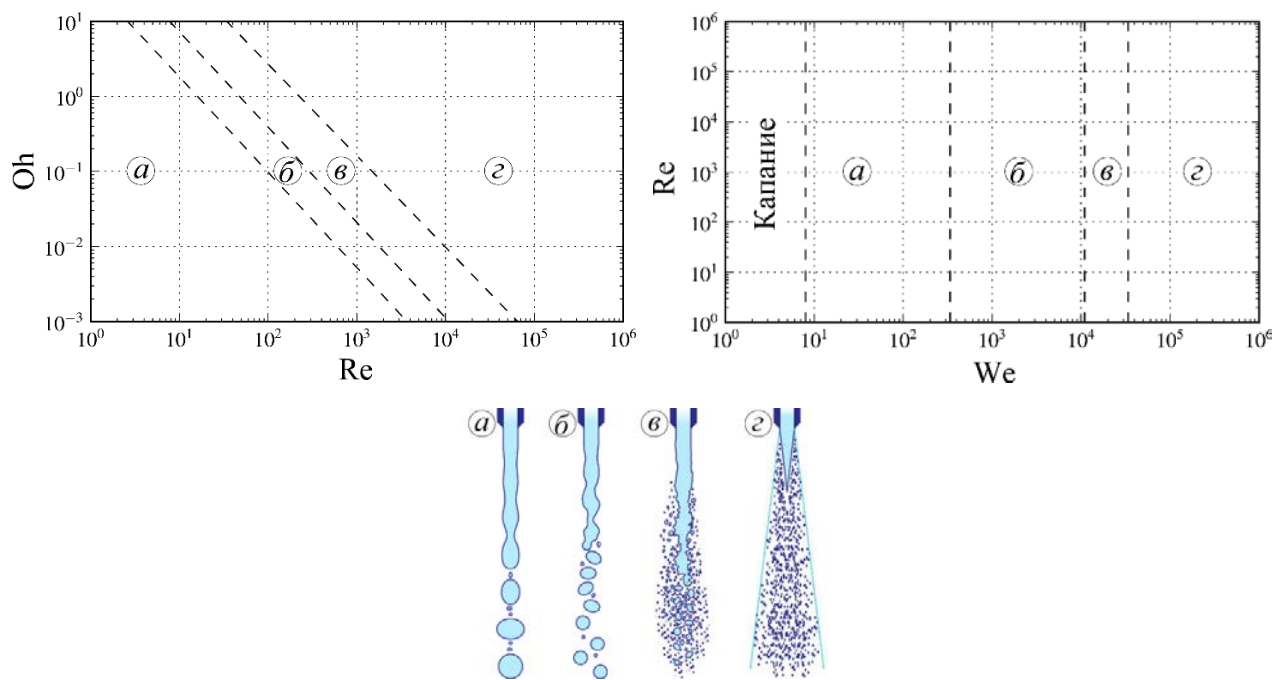
$$Re = \frac{uD_h}{\nu}; \quad Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\sigma\rho D_h}}; \quad We = \frac{\rho D_h u^2}{\sigma}, \quad (1)$$

где u – характерная скорость, м/с; D_h – гидравлический диаметр, м; ν – кинематическая вязкость, м²/с; η – динамическая вязкость среды, Па·с; σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; ρ – плотность, кг/м³.

Для определения режима распада струи, как правило, используют специальные диаграммы (рис. 1), предварительно определив характеристические числа Re , Oh и We для рассматриваемого случая [12–15]. Пунктирные линии на представленных диаграммах являются не строгими границами, а некоторыми переходными областями между двумя соседними режимами.

В режиме распада Рэлея (рис. 1а) доминирующей является сила поверхностного натяжения, в то время как влияние сил инерции, вязкого трения и аэродинамических сил на распад струи практически сводится к нулю [10; 16]. Небольшие волнения в потоке жидкости и действие силы поверхностного натяжения влекут возникновение осесимметричных колебаний в струе, что в итоге приводит к ее распаду. Как правило, средний диаметр образующихся капель в данном режиме распада приблизительно равен двум гидравлическим диаметрам выходного отверстия насадка [16]. В первом аэродинамическом режиме (рис. 1б) с увеличением скорости струи повышается и влияние аэродинамических сил. Амплитуда

и частота колебаний в струе возрастает, и ее разрушение происходит раньше по сравнению с режимом распада Рэлея [10]. Диаметр образующихся при распаде капель в среднем равен гидравлическому диаметру отверстия насадка [16]. При дальнейшем повышении скорости струи все большее влияние на ее распад оказывают силы инерции, вязкого трения и аэродинамические силы, которые приводят к возникновению поперечных волн в струе и образованию капель в том числе на боковой поверхности на относительно малом расстоянии от выходного отверстия насадка [10]. Данный эффект наблюдается во втором аэродинамическом режиме и режиме распыливания (рис. 1*в* и 1*г*). Диаметр образующихся в данных режимах распада струи капель существенно меньше гидравлического диаметра отверстия насадка [16].



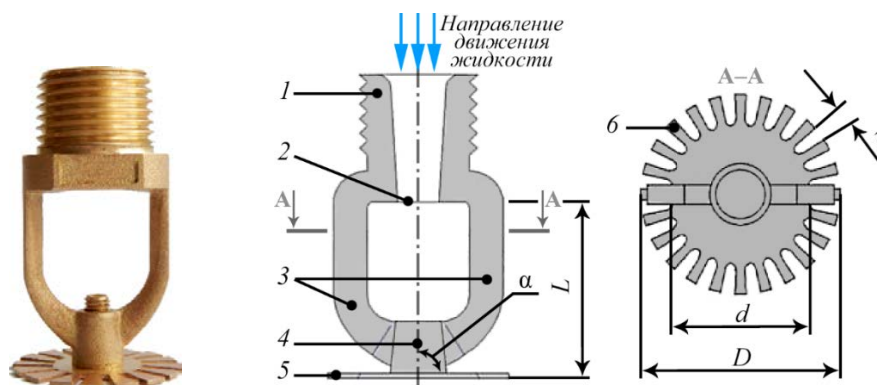
а – режим распада Рэлея; *б* – первый аэродинамический режим;
в – второй аэродинамический режим; *г* – режим распыливания

Рисунок 1. – Диаграммы режимов распада струи и ее схематичный вид

В данной работе внимание будет уделено динамике и характеристикам струй, образующихся в пенных розеточных оросителях для автоматических установок пожаротушения (рис. 2). Скорость турбулентных струй на выходе из таких оросителей достаточно высока (более 10 м/с), в связи с чем наблюдается второй аэродинамический режим распада либо режим распыливания. Распространение струи происходит, как правило, в покоящемся газе при нормальных условиях. Такие струи наиболее изучены и их принято называть затопленными [17].

Принципиальная схема затопленной турбулентной струи представлена на рисунке 3 [18–21]. Различают начальный участок струи, состоящий из ядра с постоянным значением продольной скорости u_0 (равна скорости струи в начальном сечении на срезе сопла) и пограничного слоя, в котором продольная скорость меняется от значения u_0 до нуля на внешней границе струи [20]. Пограничный слой, как уже было сказано ранее, возникает главным образом в результате действия аэродинамических сил и представляет собой область конечной толщины с непрерывным распределением скорости, температуры и концентрации вещества. Утолщение пограничного слоя, состоящего из увлеченных частиц окружающей среды и заторможенных частиц струи, приводит, во-первых, к увеличению поперечного сечения, а во-вторых, к утончению ядра струи [21]. Между начальным и основным участками струи находится переходный участок, длина которого, как правило, принимается равной нулю и указывается лишь переходное сечение струи. За переходным участком (сечением) струйное течение приобретает характер течения жидкости из источника бесконечно малой

толщины – это основной участок струи. «Размывание» струи по мере удаления от выходного отверстия насадка выражается не только в увеличении поперечного сечения, но и в непрерывной деформации скоростного профиля. Теория и многочисленные опыты разных авторов свидетельствуют о том, что чем дальше от начала струи выбрано сечение, тем «ниже» и «шире» профиль скорости [21], что и показано на принципиальной схеме на рисунке 3. При этом, как было сказано ранее, в ядре струи продольная скорость сохраняется практически постоянной и равной начальной, а за пределами начального участка начинает постепенно падать.



1 – штуцер; 2 – выходное отверстие; 3 – дужки; 4 – винт; 5 – розетка; 6 – лопасть;
 L – длина дужек; α – угол конусности лопастей; τ – угловой шаг лопастей;
 d – внутренний диаметр розетки; D – внешний диаметр розетки

Рисунок 2. – Пенный розеточный ороситель и его геометрические параметры



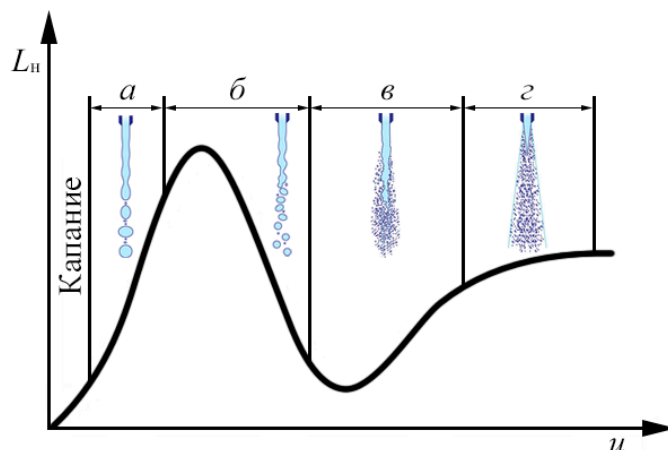
Рисунок 3. – Принципиальная схема затопленной турбулентной струи

Длина начального участка зависит от скорости струи и, соответственно, от режима ее распада. На рисунке 4 представлена так называемая кривая распада, или кривая устойчивости струи, – схематическая зависимость длины начального участка L_n от скорости струи u [22]. Точные размеры участка струи, в том числе начального, определяются согласно регрессионным уравнениям для каждого конкретного случая в зависимости от геометрии насадка, физико-химических свойств веществ в струе и окружающей среде, режима распада струи и пр. [12].

В результате анализа имеющихся теоретических и практических данных в отношении распада турбулентной струи выдвинута следующая гипотеза. Для усиления эффекта пенообразования в пенном розеточном оросителе (рис. 2) длину его дужек следует подбирать таким образом, чтобы:

– скорость струи жидкости (пенообразующего раствора) до удара о розетку была наибольшей с целью сохранения силы гидродинамического воздействия на розетку оросителя и, соответственно, интенсивности механической дезинтеграции потока на ней;

– времени взаимодействия с окружающим газом было достаточно для дробления струи на капли, что важно для процесса пенообразования, т.к. при ударе капель о розетку пенные пленки образуются сразу, а вот сплошной струе необходимо сначала распасться на лигаменты, далее на капли и уже затем образуется пена.



a – режим распада Рэлея; *б* – первый аэродинамический режим;
в – второй аэродинамический режим; *г* – режим распыливания

Рисунок 4. – Схематичное изображение зависимости длины начального участка струи от ее скорости [22]

Вышеописанным требованиям соответствует переходное сечение, расположенное в конце начального участка струи (рис. 3). Исходя из данных соображений необходимо расположить розетку оросителя сразу на конце начального участка длиной L_n (рис. 5), определив таким образом оптимальную длину дужек оросителя $L = L_n$ (рис. 2).

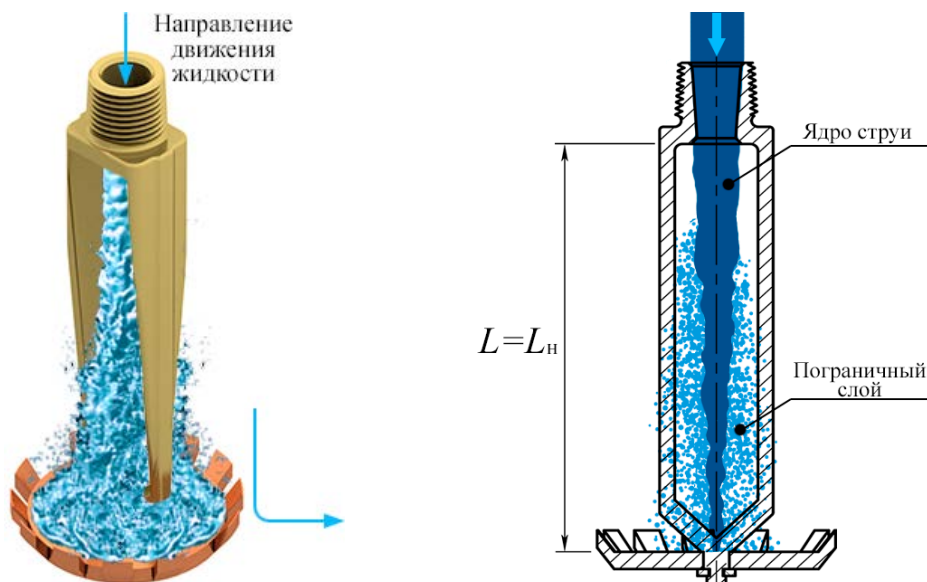


Рисунок 5. – Иллюстрация гипотезы об оптимальной длине дужек пенного розеточного оросителя

Основная часть

Для выполнения теоретических расчетов параметров струи, образующейся на выходе из пенного розеточного оросителя, необходимо точно определить, в каком режиме происходит ее распад. Для рассмотрения выбран штуцер оросителя (является частным случаем насадка)

с проточным трактом, имеющим геометрические параметры согласно рисунку 6. Коэффициент производительности оросителя с данным штуцером равен $K_p = 0,37 \text{ л}/(\text{с} \cdot \text{МПа}^{1/2})$. Выполним расчет характеристических чисел Re , Oh и We по формулам (1) для предложенного случая ($D_h = 0,01 \text{ м}$; $\nu = 1,01 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $p = 0,10 \text{ МПа}$; $\eta = 8,90 \cdot 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$; $\sigma = 0,03 \text{ Н}/\text{м}$; $\rho = 1012,00 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\rho_g = 1,275 \text{ кг}/\text{м}^3$):

$$Re = \frac{uD_h}{\nu} = 147\,525, \quad (2)$$

где

$$u = \frac{Q}{S_0} = \frac{K_p \sqrt{p}}{S_0} = 14,9 \text{ м}/\text{с}, \quad (3)$$

D_h – гидравлический диаметр штуцера оросителя, равный диаметру его выходного отверстия, т.к. имеет форму круга, м; Q – расход жидкости, л/с; S_0 – площадь поперечного сечения выходного отверстия штуцера оросителя, м²;

$$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\sigma \rho D_h}} = 1,62 \cdot 10^{-3}, \quad (4)$$

$$We = \frac{\rho D_h u^2}{\sigma} = 74\,891. \quad (5)$$

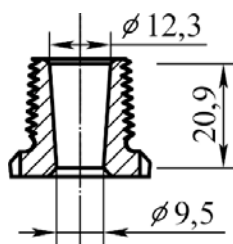


Рисунок 6. – Геометрические параметры рассматриваемого штуцера оросителя (размеры в мм)

Исходя из полученных значений характеристических чисел Рейнольдса, Онезорге и Вебера можно сделать вывод, что распад струи при заданных условиях согласно диаграммам на рисунке 1 происходит в режиме распыливания.

Длину ядра струи в режиме распыливания (рис. 5) можно определить исходя из времени, требующегося для достижения ею переходного сечения (рис. 3) [9]. В связи с тем что в режиме распыливания аэродинамические силы оказывают наибольшее влияние на распад струи, для удобства струю следует считать покоящейся, а газ движущимся в положительном направлении оси y (рис. 3) со скоростью u_g . Известно, что чем выше скорость струи, тем короче волны на ее поверхности, приводящие к ее разрушению. В случае относительно коротких волн, свойственных режиму распыливания, для упрощения расчетов примем, что образующиеся при распаде струи капли имеют одинаковый диаметр d_{drop} , по порядку величины определяемый по формуле [9]:

$$d_{\text{drop}} \sim \frac{1}{k_{\text{max}}} \sim \frac{\sigma}{\rho_g u_g^2}, \quad (6)$$

где k_{max} – критическое волновое число, при котором происходит отрыв капель с поверхности струи; ρ_g – плотность окружающего струю газа.

Энергия E , передаваемая газом жидкости в струе, расходуется на образование теплоты и новой поверхности, поэтому для вычисления времени, требующегося для достижения

струей переходного сечения, можно воспользоваться законом сохранения энергии. Энергия, передаваемая поверхности жидкости газом за время t , равна [9]:

$$E = \rho_g (u_g - u_\omega)^2 \omega k A_0^2 S t, \quad (7)$$

где u_ω – скорость распространения волн с циклической частотой колебаний ω ; k – волновое число; A_0 – амплитуда волны; S – площадь поверхности струи; $(u_g - u_\omega)$ – относительная скорость газа.

В выражении (7) скорость u_ω

$$u_\omega = \frac{\omega}{k}.$$

Энергия, затрачиваемая на образование капель, определяется следующим образом [9]:

$$E_\sigma = \sigma 4\pi d_{\text{drop}}^2 N = \sigma 4\pi d_{\text{drop}}^2 \frac{V}{\frac{4\pi}{3} d_{\text{drop}}^3} \approx \sigma \frac{V}{d_{\text{drop}}}, \quad (8)$$

где N – количество капель; V – объем жидкости.

Энергия, затрачиваемая на образование теплоты, может быть записана как [9]

$$E_v = \rho v \omega^2 k A_0^2 S t. \quad (9)$$

Баланс энергии с учетом неравенства

$$u_g \gg u_\omega$$

дает

$$\sigma \frac{V}{d_{\text{drop}}} + \rho v \omega^2 k A_0^2 S t \approx \rho_g u_g^2 \omega k A_0^2 S t. \quad (10)$$

Из выражения (10) следует

$$t = \frac{\sigma V}{d_{\text{drop}} S A_0^2 k (-\rho v \omega^2 + \rho_g u_g^2 \omega)}. \quad (11)$$

Так как в режиме распыливания справедливо неравенство [9]

$$\rho_g u_g^2 \omega \gg \rho v \omega^2,$$

при критических значениях частоты колебаний

$$\omega_{\text{max}} = 0,4 \frac{u_g^3}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_g^3}{\rho}} \quad (12)$$

и волнового числа

$$k_{\text{max}} = \frac{2\rho_g u_g^2}{3\sigma} \quad (13)$$

выражение (11) преобразуется следующим образом [9]:

$$t \approx \frac{\sigma}{d_{\text{drop}} A_0^2 \rho_g u_g^2} \frac{1}{\omega_{\text{max}} k_{\text{max}}} \frac{V}{S} \approx \frac{\sigma}{d_{\text{drop}} A_0^2 \rho_g u_g^2} \frac{1}{\omega_{\text{max}} k_{\text{max}}} 0,5 D_h \approx \sqrt{\frac{\rho}{\rho_g}} \frac{0,5 D_h}{u_g}. \quad (14)$$

С учетом того что скорость ядра струи не успевает измениться до переходного сечения (рис. 3), длина начального участка может быть выражена следующим образом [9]:

$$L_n \approx tu_r \approx 0,5D_h \sqrt{\rho/\rho_g}. \quad (15)$$

Таким образом, длина начального участка струи не зависит от скорости струи в режиме распыливания [9]. Следует отметить, что в ходе вычислений не учитывается сужение ядра струи, т.е. уменьшение его диаметра, а также снижение скорости струи в ядре, которое, как показывает практика, не столь существенное по сравнению со степенью падения скорости после начального участка струи, но все-таки имеет место. В связи с этим выражение (15) может использоваться для определения длины начального участка струи лишь по порядку величины. Для более точного расчета необходимо вводить дополнительный коэффициент, зависящий от геометрии распыляющего устройства.

Например, в работе [7] авторы выполняли моделирование распада осесимметричной струи в режиме распыливания в программном комплексе FlowVision с использованием модели VOF (от англ. Volume of Fluid). Начальные и граничные условия модели задавались в полном соответствии с условиями реального эксперимента, описанного в работе [16]. В данной работе бензин ($\rho = 780 \text{ кг/м}^3$) распыляли в среду с различной плотностью вещества $\rho_g = 1,17; 6,60 \text{ кг/м}^3$. В качестве распыляющего устройства использовалась форсунка с гидравлическим диаметром $D = 46 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Результаты моделирования оказались успешными и соответствовали результатам эксперимента. В данном случае наибольший интерес представляет результат моделирования в отношении длины начального участка струи. Авторами [7] сделан вывод, что результат по длине начального участка L_n хорошо согласуется с вышеописанной теорией согласно [9] и в общем виде выражается следующим образом:

$$L_n = CD_h \sqrt{\rho/\rho_g}, \quad (16)$$

где C – эмпирический коэффициент, зависящий от геометрии распыляющего устройства и режима распада струи. Например, в работах [7; 16] в случае распыливания топлива в среду как с близкой к воздуху при нормальной температуре плотностью $\rho_g = 1,17 \text{ кг/м}^3$, так и с плотностью $\rho_g = 6,60 \text{ кг/м}^3$ (рис. 7) данный коэффициент оказался равен $C = 1,50$.

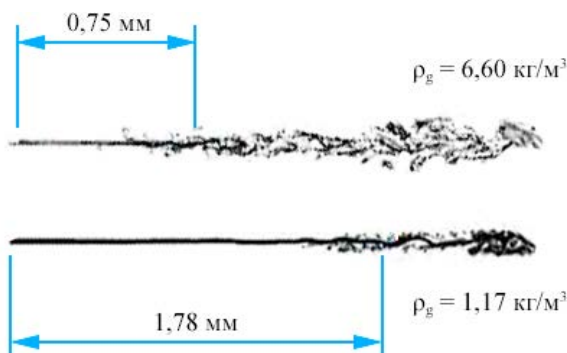


Рисунок 7. – Внешний вид струй согласно экспериментам [15]

Согласно выражению (16) для неизменной геометрии распыляющего устройства и режима распада струи длина начального участка струи зависит от отношения плотностей жидкости и газа, что соответствует экспериментальным данным [16] и теории [9].

В то же время автор работ [12; 23; 24] выполнил детальный обзор и анализ экспериментальных исследований, проведенных с 1955 г. по настоящее время и посвященных изучению распада струй (режимов, участков, траекторий и др.) применительно к решению проблем пожаротушения. Так, в работе [12] на основе проведенного анализа установлено выражение для определения длины начального участка струи для режима распыливания:

$$L_n = 5,31Ti_0^{-0,568} D_h (\rho/\rho_g)^{0,335}, \quad (17)$$

где Ti_0 – параметр интенсивности турбулентности, зависящий от геометрии распыляющего устройства и шероховатости поверхности его проточного тракта и выражаемый в процентах.

Из выражения (17) видно, что для начального участка струи в режиме распыливания снова наблюдается зависимость его длины от отношения плотностей жидкости и газа, что было показано ранее в работах [7; 9; 16]. Первый член выражения (17) по своей сути аналогичен коэффициенту C в выражении (16), т.к. является некоторой эмпирической константой, характеризующей турбулентность потока, обусловленную геометрией распыляющего устройства и шероховатостью поверхности его проточного тракта. В результате обобщения объемного массива экспериментальных данных определен диапазон изменения параметра Ti_0 в случае использования воды в качестве распыляемой жидкости для широкого ряда пожарных насадков с различными геометрическими параметрами и шероховатостью поверхности проточного тракта, в том числе схожих со штуцерами розеточных оросителей [12]:

$$4,9 \% \leq Ti_0 \leq 12,7 \%. \quad (18)$$

Таким образом, согласно выражению (18) в режиме распыливания турбулентность, обусловленная параметрами насадка, вносит вклад в распад струи, как правило, в размере от 4,9 до 12,7 %. Учитывая данный факт, можно рассчитать диапазон изменения длины начального участка струи $L_{n2} \leq L_n \leq L_{n1}$ для рассматриваемого в данной работе штуцера пенного розеточного оросителя (рис. 6) при нижнем и верхнем предельных значениях параметра Ti_0 :

$$L_{n1} = 2,153D_h (\rho/\rho_g)^{0,335} \approx 0,201 \text{ м}; \quad L_{n2} = 1,254D_h (\rho/\rho_g)^{0,335} \approx 0,117 \text{ м}. \quad (19)$$

Аналогично с помощью выражения (15) можно определить ориентировочное значение длины начального участка согласно теории [9]: $L_n = 0,141 \text{ м}$.

Примечательно, что рассчитанное по выражению (15) значение длины начального участка струи попадает в диапазон значений данного параметра, определенный в (19) согласно [12]. Таким образом, исходя из проведенных расчетов оптимальная длина дужек розеточного оросителя L (рис. 2) с высокой долей вероятности находится в диапазоне $117 \leq L \leq 201 \text{ мм}$ в случае использования воды в качестве распыляемой жидкости.

Ранее в работах [25; 26] авторами выполнен ряд экспериментальных исследований с целью изучения влияния геометрических параметров дужек и розетки оросителя (рис. 2) на одну из главных качественных характеристик пены с позиции эффективности пожаротушения – кратность K (отношение объема пены к объему пенообразующего раствора, из которого она получена). На основе полученных экспериментальных данных с помощью программного обеспечения STATISTICA получено уравнение регрессии для прогнозирования кратности пены в зависимости от основных геометрических параметров оросителя со штуцером согласно рисунку 6 при ранее рассмотренных условиях ($D_h = 0,01 \text{ м}$; $v = 1,01 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $p = 0,10 \text{ МПа}$; $\eta = 8,90 \cdot 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$; $\sigma = 0,03 \text{ Н/м}$; $\rho = 1012,00 \text{ кг/м}^3$, $\rho_g = 1,275 \text{ кг/м}^3$):

$$K = 8,5894 + 0,0206L - 0,0003L^2 - 0,0354K_s + 0,0002K_s^2 - 0,0124D - 0,0001D^2 + 0,0626\alpha - 0,0009\alpha^2 + 0,0004LK_s + 0,0002LD. \quad (21)$$

Воспользовавшись выражением (21), с помощью модуля STATISTICA «Профили желательности» выполнен подбор оптимальных значений геометрических параметров дужек и розетки оросителя для генерирования пены с наибольшим значением кратности $K_{\text{теор}} = 11,7 \pm 0,4$ (рис. 8). Оптимальное значение длины дужек оказалось равным $L = 114 \pm 4 \text{ мм}$. Ороситель с оптимальными значениями геометрических параметров затем был испытан в лаборатории, где получен положительный результат $K_{\text{эсп}} = 11,4 \pm 0,2$, хорошо согласующийся с прогнозом по выражению (21).

Таким образом, как видно из рисунка 8, наиболее интенсивное пенообразование в розеточном оросителе происходит при длине дужек $L = 114 \pm 4$ мм. Данное значение находится на нижней границе ранее теоретически определенного диапазона $117 \leq L \leq 201$ мм и согласно выражению (17) соответствует значению параметра $T_{i0} = 13,4$ %, что свидетельствует о высокой турбулентности потока.

Это, вероятно, связано с особенностью распыляемой жидкости (пенообразующего раствора), коэффициент поверхностного натяжения которой ниже по сравнению с водой за счет наличия в составе пенообразователя поверхностно-активных веществ. Жидкости в струе сложнее сопротивляться аэродинамическим силам, по причине чего ее поверхность подвергается более интенсивному волнообразованию и дроблению на капли, соответственно, сокращается и длина начального участка струи.

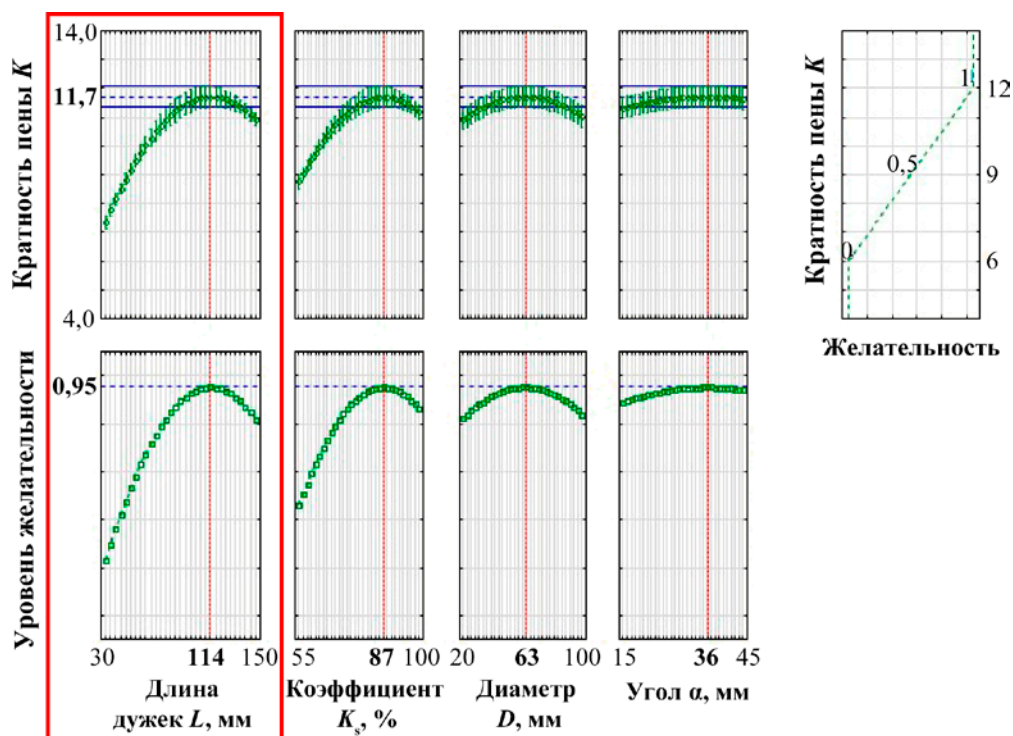


Рисунок 8. – Профиль желательности с оптимальными по кратности пены значениями геометрических параметров дужек и розетки оросителя

Тем не менее следует отметить, что полученный экспериментальный результат хорошо согласуется с известной теорией динамики осесимметричных турбулентных струй с поправкой на особенности физико-химических свойств распыляемого в пенных розеточных оросителях вещества. Более того, воспользовавшись выражением (16), можно получить значение эмпирического коэффициента C и выражение для расчета длины начального участка струи для рассматриваемого штуцера (рис. 6), которое в первом приближении может быть использовано для оценки значения L_n при применении разных марок и типов пенообразователей, а также при распыливании в газе с иной плотностью:

$$L_n = 0,41D_h \sqrt{\rho/\rho_g}. \quad (22)$$

Заключение

Выполнен анализ и сопоставлены теоретические подходы к описанию структуры и расчету начального участка осесимметричных турбулентных струй в режиме распыливания. В итоге выдвинута гипотеза об оптимальной длине дужек L пенного розеточного оросителя с целью обеспечения наиболее интенсивного пенообразования в нем: оптимальная

длина дужек должна равняться длине начального участка образующейся на выходе из штуцера оросителя струи L_n , т.е. $L = L_n$. Базируясь на теории динамики осесимметричных турбулентных струй, рассчитаны нижний и верхний пределы диапазона значений длины начального участка струи воды, образующейся на выходе из штуцера розеточного оросителя определенной геометрии (рис. 6): $117 \leq L_n \leq 201$ мм.

При экспериментальном определении кратности пены (отношение объема пены к объему пенообразующего раствора, из которого она получена), генерируемой данным розеточным оросителем, оптимальное по данной характеристике пены значение длины дужек, т.е. расстояние от выходного отверстия оросителя до его розетки, оказалось равным $L = 114 \pm 4$ мм, что согласуется с проведенными теоретическими расчетами с поправкой на более низкий (приблизительно вдвое) коэффициент поверхностного натяжения пенообразующего раствора по сравнению с обычной водой. Кроме того, предложено выражение (22) для расчета длины начального участка струи для рассматриваемого штуцера пенного розеточного оросителя (рис. 6), которое в первом приближении может быть применено для оценки значения L_n при использовании разных марок и типов пенообразователей, а также при распыливании в газе с иной плотностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Portillo, J.E. Measurements of axial instability waves in the near exit region of a high speed liquid jet / J.E. Portillo, S.H. Collicott, G.A. Blaisdell // *Physics of Fluids*. – 2011. – Vol. 23, No. 12. – P. 124105-1–124105-13. DOI: 10.1063/1.3671733.
2. Gong, Ch. The effect of nozzle configuration on the evolution of jet surface structure / Ch. Gong, M. Ou, W. Jia // *Results in Physics*. – 2019. – Vol. 15. – P. 102572-1–102572-11. DOI: 10.1016/j.rinp.2019.102572.
3. Eggers, J. Physics of liquid jets / J. Eggers, E. Villermaux // *Reports on Progress in Physics*. – 2008. – Vol. 71, No. 3. – P. 036601-1–036601-79. DOI: 10.1088/0034-4885/71/3/036601.
4. Shinjo, J. Simulation of liquid jet primary breakup: Dynamics of ligament and droplet formation / J. Shinjo, A. Umemura // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2010. – Vol. 36, Iss. 7. – P. 513–532. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.03.008.
5. Shinjo, J. Surface instability and primary atomization characteristics of straight liquid jet sprays / J. Shinjo, A. Umemura // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2011. – Vol. 37, Iss. 10. – P. 1294–1304. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.08.002.
6. Yoon, S.S. A fully non-linear model for atomization of high-speed jets / S.S. Yoon, S.D. Heister // *Engineering Analysis with Boundary Elements*. – 2004. – Vol. 28, Iss. 4. – P. 345–357. DOI: 10.1016/S0955-7997(03)00083-3.
7. Акимов, В.С. Моделирование распада струй, формируемых форсунками с использованием ПК FLOWVISION / В.С. Акимов, Г.Ю. Бартенев // *Инженерные системы – 2015: труды междунар. форума, Москва, 6–7 апр. 2015 г.* – М.: МАКС Пресс, 2015. – С. 243–249.
8. Tafreshi, H.V. The effects of nozzle geometry on waterjet breakup at high Reynolds numbers / H.V. Tafreshi, B. Pourdeyhimi // *Experiments in Fluids*. – 2003. – Vol. 35, No. 4. – P. 364–371. DOI: 10.1007/s00348-003-0685-y.
9. Левич, В.Г. Физико-химическая гидродинамика / В.Г. Левич. – 3-е изд., испр. и доп. – М.; Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2016. – 708 с.
10. Jie, H. Investigation on surface wave characteristic of water jet / H. Jie [et al.] // *Mathematical Problems in Engineering*. – 2019. – Vol. 2019. – P. 4047956-1–4047956-10. DOI: 10.1155/2019/4047956.
11. Lin, S.P. Drop and spray formation from a liquid jet / S.P. Lin, R.D. Reitz // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 1998. – Vol. 30. – P. 85–105. DOI: 10.1146/annurev.fluid.30.1.85.
12. Trettel, B. Reevaluating the jet breakup regime diagram / B. Trettel // *Atomization and Sprays*. – 2020. – Vol. 30, No. 7. – P. 517–556. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2020033171.
13. Liu, H.M. Science and Engineering of Droplets: Fundamentals and Applications / H.M. Liu. – Norwich, NY: William Andrew Publishing, 2000. – 539 p.
14. Ohnesorge, W.V. Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen / W.V. Ohnesorge // *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*. – 1936. – Vol. 16, No. 6. – P. 355–358. DOI: 10.1002/zamm.19360160611.

15. Reitz, R.D. Atomization and other Breakup Regimes of a liquid jet: Ph.D. Thesis / R.D. Reitz. – Princeton Univ., NJ, 1978. – 331 p.
16. Schmid, A.M. Experimental characterization of the two phase flow of a modern, piezo activated hollow cone injector: Ph.D. Thesis / A.M. Schmid. – ETH Zurich, 2012. – 166 p. DOI: 10.3929/ethz-a-009765879.
17. Воробьев, С.В. Определение скорости и концентрации частиц твердой фазы в турбулентной струе газа, погруженной в псевдооживленный слой / С.В. Воробьев, И.В. Постникова, В.Н. Блиничев // Рос. хим. ж. (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева). – 2019. – Т. LXII, № 3–4. – С. 31–39.
18. Leu, M.C. Mathematical modeling and experimental verification of stationary waterjet cleaning process / M.C. Leu [et al.] // Journal of Manufacturing Science and Engineering. – 1998. – Vol. 120, No. 3. – P. 571–579. DOI: 10.1115/1.2830161.
19. Liu, X. Experimental study on jet flow characteristics of fire water monitor / X. Liu [et al.] // The Journal of Engineering. – 2019. – Iss. 13. – P. 150–154. DOI: 10.1049/joe.2018.8950.
20. Виноградов, А.Г. Расчет параметров противопожарных струй распыленной воды / А.Г. Виноградов, О.М. Яхно // Прикладна гідромеханіка. – 2015. – Т. 17, № 4. – С. 3–13.
21. Абрамович, Г.Н. Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович // Репринтное воспроизведение издания 1960 г. – М.: ЭКОЛИТ, 2011. – 720 с.
22. Pavlovic, Z. Numerical investigation of the liquid core length in sprays with fully turbulent boundary condition / Z. Pavlovic [et al.] // ILASS – Europe 2014, 26th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Bremen, Germany, Sep. 8–10, 2014 / Institute for Liquid Atomization and Spray Systems. – Bremen, 2014. – 11 p.
23. Trettel, B. Conditional damped random surface velocity model of turbulent jet breakup / B. Trettel // Atomization and Sprays. – 2020. – Vol. 30, Iss. 8. – P. 575–606. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2020033172.
24. Trettel, B. Modeling the breakup and trajectory of water jets with application to fire suppression: Ph.D. Thesis / B. Trettel. – University of Texas at Austin, 2020.
25. Kamluk, A.N. Increasing foam expansion rate by means of changing the sprinkler geometry / A.N. Kamluk, A.O. Likhomanov // Fire Safety Journal. – 2019. – Vol. 109. – P. 102862-1–102862-8. DOI: 10.1016/j.firesaf.2019.102862.
26. Kamluk, A.N. Field testing and extinguishing efficiency comparison of the optimized for higher expansion rates deflector type sprinkler with other foam and foam-water sprinklers / A.N. Kamluk, A.O. Likhomanov, A.V. Grachulin // Fire Safety Journal. – 2020. – Vol. 116. – P. 103177-1–103177-10. DOI: 10.1016/j.firesaf.2020.103177.

Длина начального участка осесимметричной турбулентной струи, образующейся в пенном розеточном оросителе для автоматических установок пожаротушения
The breakup length of axisymmetric turbulent jet in the foam deflector type sprinkler for automatic extinguishing systems

Лихоманов Алексей Олегович

Государственное учреждение образования «Университет гражданской защиты Министерства по чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь», кафедра автоматических систем безопасности, преподаватель

Адрес: ул. Машиностроителей, 25, 220118, г. Минск, Беларусь
e-mail: alexlikh20@gmail.com
ORCID: 0000-0002-9374-1486

Aleksey O. Likhomanov

State Educational Establishment «University of Civil Protection of the Ministry for Emergency Situations of the Republic of Belarus», Chair of Automatic Safety Systems, Lecturer

Address: Mashinostroiteley str., 25, 220118, Minsk, Belarus
e-mail: alexlikh20@gmail.com
ORCID: 0000-0002-9374-1486

Камлюк Андрей Николаевич

кандидат физико-математических наук, доцент

Государственное учреждение образования «Университет гражданской защиты Министерства по чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь», заместитель начальника университета по научной и инновационной деятельности

Адрес: ул. Машиностроителей, 25, 220118, г. Минск, Беларусь
e-mail: kan@ucp.by
ORCID: 0000-0002-9347-0778

Andrey N. Kamlyuk

PhD in Physics and Mathematics Sciences, Associate Professor

State Educational Establishment «University of Civil Protection of the Ministry for Emergency Situations of the Republic of Belarus», Deputy Chief of the University on Scientific and Innovative Activity

Address: Mashinostroiteley str., 25, 220118, Minsk, Belarus
e-mail: kan@ucp.by
ORCID: 0000-0002-9347-0778

DOI: <https://doi.org/10.33408/2519-237X.2021.5-2.159>

THE BREAKUP LENGTH OF AXISYMMETRIC TURBULENT JET IN THE FOAM DEFLECTOR TYPE SPRINKLER FOR AUTOMATIC EXTINGUISHING SYSTEMS

Likhomanov A.O., Kamlyuk A.N.

Purpose. To analyze the theoretical approaches to the description of the structure of axisymmetric turbulent jets, as well as to the calculation of their breakup length in the atomization regime. To theoretically calculate the frame arms length of the foam deflector type sprinkler (i.e., the distance from the outlet of the sprinkler to its deflector), where the most intense foaming occurs and compare the obtained results with experimental data.

Methods. A number of theoretical research methods (analysis, synthesis, comparison) to analyze approaches to the description and calculation of axisymmetric turbulent jets, as well as to compare the theoretically calculated the optimal frame arms length of the foam deflector type sprinkler with the experimental data were used.

Findings. A hypothesis is formulated about the optimal frame arms length L of the foam deflector type sprinkler in order to ensure the most intense foaming in it: the optimal length should be equal to the breakup length L_n of the jet formed at the outlet of the sprinkler nozzle, i.e. $L = L_n$. The lower and upper limits of the range of values of the breakup length of the water jet formed at the outlet of the sprinkler nozzle of a certain geometry were calculated: $117 \leq L_n \leq 201$ mm.

In the result of the experimental determination of the expansion rate of the foam (characterizes the intensity of foaming) generated by the deflector type sprinkler, for which a theoretical calculation was performed, the optimal value for this foam characteristic was found to be $L = 114 \pm 4$ mm. The obtained experimental result is consistent with the theory corrected for a lower surface tension coefficient foaming solution compared to water. In addition, an expression for calculating the breakup length of the jet for the considered foam deflector type sprinkler was proposed. In a first approximation, it can be used to estimate the value of L_n when using different brands and types of foaming agents, as well as when spraying in gas with a different density.

Application field of research. The results can be used to further studying the process of foaming in deflector type sprinklers for automatic extinguishing systems in order to increase their fire extinguishing efficiency. The proposed expression for calculating the breakup length of jet formed at the outlet of the foam deflector type sprinkler can be used to estimate the value of this parameter when using different brands and types of foaming agents, as well as when spraying in gas with a different density.

Keywords: atomization, spray breakup length, automatic extinguishing system, sprinkler, foam, foam expansion rate, geometric parameters of sprinkler, frame arms length.

(The date of submitting: April 27, 2021)

REFERENCES

1. Portillo J.E., Collicott S.H., Blaisdell G.A. Measurements of axial instability waves in the near exit region of a high speed liquid jet. *Physics of Fluids*, 2011. Vol. 23, No. 12. Pp. 124105-1–124105-13. DOI: 10.1063/1.3671733.
2. Gong Ch., Ou M., Jia W. The effect of nozzle configuration on the evolution of jet surface structure. *Results in Physics*, 2019. Vol. 15. Pp. 102572-1–102572-11. DOI: 10.1016/j.rinp.2019.102572.
3. Eggers J., Villermaux E. Physics of liquid jets. *Reports on Progress in Physics*, 2008. Vol. 71, No. 3. Pp. 036601-1–036601-79. DOI: 10.1088/0034-4885/71/3/036601.
4. Shinjo J., Umemura A. Simulation of liquid jet primary breakup: Dynamics of ligament and droplet formation. *International Journal of Multiphase Flow*, 2010. Vol. 36, Iss. 7. Pp. 513–532. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.03.008.
5. Shinjo J., Umemura A. Surface instability and primary atomization characteristics of straight liquid jet sprays. *International Journal of Multiphase Flow*, 2011. Vol. 37, Iss. 10. Pp. 1294–1304. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.08.002.
6. Yoon S.S., Heister S.D. A fully non-linear model for atomization of high-speed jets. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 2004. Vol. 28, Iss. 4. Pp. 345–357. DOI: 10.1016/S0955-7997(03)00083-3.
7. Akimov V.S., Bartenev G.Yu. Modelirovanie raspada struy, formiruemykh forsunkami s ispol'zovaniem PK FLOWVISION [Simulation of the disintegration of jets formed by nozzles using the software

- FLOWVISION]. *Proc. of the International Forum «Inzhenernye sistemy – 2015»*, Moscow, Apr. 6–7, 2015. Moscow: MAKS Press, 2015. Pp. 243–249. (rus)
8. Tafreshi H.V., Pourdeyhimi B. The effects of nozzle geometry on waterjet breakup at high Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 2003. Vol. 35, No. 4. Pp. 364–371. DOI: 10.1007/s00348-003-0685-y.
 9. Levich V.G. *Fiziko-khimicheskaya gidrodinamika* [Physicochemical hydrodynamics]. 3rd ed., revised. Moscow; Izhevsk: Institute of Computer Science, 2016. 708 p. (rus)
 10. Jie H. [et al.]. Investigation on surface wave characteristic of water jet. *Mathematical Problems in Engineering*, 2019. Vol. 2019. Pp. 4047956-1–4047956-10. DOI: 10.1155/2019/4047956.
 11. Lin S.P., Reitz R.D. Drop and spray formation from a liquid jet. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1998. Vol. 30. Pp. 85–105. DOI: 10.1146/annurev.fluid.30.1.85.
 12. Trettel B. Reevaluating the jet breakup regime diagram. *Atomization and Sprays*, 2020. Vol. 30, No. 7. Pp. 517–556. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2020033171.
 13. Liu H.M. *Science and Engineering of Droplets: Fundamentals and Applications*. Norwich, NY: William Andrew Publishing, 2000. 539 p.
 14. Ohnesorge W.V. Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen [The formation of drops on nozzles and the dissolution of liquid jets]. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 1936. Vol. 16, No. 6. Pp. 355–358. (deu). DOI: 10.1002/zamm.19360160611.
 15. Reitz R.D. *Atomization and other Breakup Regimes of a liquid jet*. Ph.D. Thesis. Princeton Univ., NJ, 1978. 331 p.
 16. Schmid A.M. *Experimental characterization of the two phase flow of a modern, piezo activated hollow cone injector*. Ph.D. Thesis. ETH Zurich, 2012. 166 p. DOI: 10.3929/ethz-a-009765879.
 17. Vorob'ev S.V., Postnikova I.V., Blinichev V.N. Opredelenie skorosti i kontsentratsii chastits tverdogo fazy v turbulentnoy strue gaza, pogruzhennoy v psevdoozhizhennyy sloy [Determination of the velocity and concentration of solid phase particles in a turbulent gas jet immersed in a fluidized bed]. *Russian Journal of General Chemistry*, 2019. Vol. LXII, No. 3–4. Pp. 31–39. (rus)
 18. Leu M.C. [et al.]. Mathematical modeling and experimental verification of stationary waterjet cleaning process. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 1998. Vol. 120, No. 3. Pp. 571–579. DOI: 10.1115/1.2830161.
 19. Liu X. [et al.]. Experimental study on jet flow characteristics of fire water monitor. *The Journal of Engineering*, 2019. Iss. 13. Pp. 150–154. DOI: 10.1049/joe.2018.8950.
 20. Vinogradov A.G., Yakhno O.M. Raschet parametrov protivopozharnykh struy raspylennoy vody [Calculation of parameters of fire-prevention jets of sprayed water]. *Journal «Applied Hydromechanics»*, 2015. Vol. 17, No. 4. Pp. 3–13. (rus)
 21. Abramovich G.N. *Teoriya turbulentnykh struy* [The theory of turbulent jets]. Reprint reproduction of the 1960 edition. Moscow: EKOLIT, 2011. 720 p. (rus)
 22. Pavlovic Z. [et al.]. Numerical investigation of the liquid core length in sprays with fully turbulent boundary condition. *Proc. ILASS – Europe 2014, 26th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Bremen, Germany, Sep. 8–10, 2014*. Institute for Liquid Atomization and Spray Systems. Bremen, 2014. 11 p.
 23. Trettel B. Conditional damped random surface velocity model of turbulent jet breakup. *Atomization and Sprays*, 2020. Vol. 30, Iss. 8. Pp. 575–606. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2020033172.
 24. Trettel B. *Modeling the breakup and trajectory of water jets with application to fire suppression*. Ph.D. Thesis. University of Texas at Austin, 2020.
 25. Kamluk A.N., Likhomanov A.O. Increasing foam expansion rate by means of changing the sprinkler geometry. *Fire Safety Journal*, 2019. Vol. 109. Pp. 102862-1–102862-8. DOI: 10.1016/j.firesaf.2019.102862.
 26. Kamluk A.N., Likhomanov A.O., Grachulin A.V. Field testing and extinguishing efficiency comparison of the optimized for higher expansion rates deflector type sprinkler with other foam and foam-water sprinklers. *Fire Safety Journal*, 2020. Vol. 116. Pp. 103177-1–103177-10. DOI: 10.1016/j.firesaf.2020.103177.