

УДК 614.843.8

*И. В. Качанов¹, В. В. Веремнюк¹, И. В. Карпенчук², С. Ю. Павлюков²***ПОВЫШЕНИЕ ОГNETУШАЩЕЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕНЫ
В АВТОМАТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ ПОЖАРОТУШЕНИЯ**

Проведены теоретические исследования механики движения жидкости в диффузоре оросителя автоматических установок пожаротушения с предварительной аэрацией огнетушащего вещества. Получено интегральное решение уравнения движения газожидкостной смеси в диффузоре инжектора для случая аэрации огнетушащего состава. Разработана математическая модель двухфазного жидкостного потока, позволяющая рассчитать распределение осредненного давления в диффузоре по его длине и определить потери давления. Данная модель может быть использована для проектирования выходного участка гидравлической системы с гидродинамическим сопротивлением, обеспечивающим работу инжектора в заданном режиме.

Ключевые слова: автоматические установки пожаротушения, пена, диффузор, инжектор, газонасыщение, дисперсность.

Введение. Опасность возникновения пожара на современных промышленных предприятиях чрезвычайно велика. Это обусловлено появлением сотен и тысяч новых химических веществ и легковоспламеняющихся материалов, широким использованием нефтепродуктов и других горючих жидкостей и газов, внедрением в производство энергоемких и сложных технологических процессов, нередко протекающих под большим давлением при высоких температурах.

Автоматические установки пожаротушения являются наиболее эффективными средствами противопожарной защиты зданий и сооружений, поскольку они позволяют не только обнаружить пожар, но и ликвидировать его на ранней стадии. Установки, в которых в качестве огнетушащего вещества используется пена, нашли широкое применение для защиты промышленных предприятий, складов, нефтехранилищ, транспорта и других объектов. Применение пены позволяет сократить расход воды для пожаротушения и ликвидировать пожары больших объемов и на больших площадях. Эффект огнетушения пеной объясняется ее способностью прекращать доступ горючих паров в зону горения и охлаждать нагретую поверхность слоя (при горении жидкости).

Прекращение доступа горючих паров является главным огнетушащим фактором пены, который реализуется благодаря образованию на поверхности паронепроницаемого слоя определенной структуры и стойкости. Охлаждение поверхности происходит в основном за счет отсека пены (выделения из пены жидкости). В связи с этим принято считать, что лучшей пеной является та пена, которая обладает значительной стойкостью и большим запасом воды, т. е. имеет сравнительно невысокую кратность (6–8), а также мелкоячеистая пена, в которой пузырьки распределены равномерно.

К числу основных свойств пены, характеризующих ее огнетушащую способность, относится дисперсность пены или средний размер пузырька в ней. Дисперсность пены дает представление о степени измельченности ее пузырьков и определяется их размером. Пена полидисперсна, т. е. состоит из пузырьков различных размеров. При разрушении пены ее дисперсность меняется и в соответствии с этим меняются гидродинамические параметры пенного слоя. Дисперсность пены обратно пропорциональна размерам пузырьков и во многом определяет ее качество. Чем больше дисперсность, тем лучше пена и тем выше ее стойкость и, следовательно, огнетушащая эффективность.

Степень дисперсности пены во многом зависит от условий ее получения и от характеристик применяемого для этих целей оборудования. Для получения пены низкой кратности в автоматических установках пенного пожаротушения наиболее широко применяются универсальные пенные оросители низкой кратности (до 90% от

¹Белорусский национальный технический университет. 220013, г. Минск, пр. Независимости, 65; э-почта: hidrokaf@bntu.by; ²Государственное учреждение образования "Командно-инженерный институт" Министерства по чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь. 220118, г. Минск, ул. Машиностроителей, 25; э-почта: Pavlukov79@mail.ru. Поступила 25.07.2012.

общего числа пенных оросителей). Повышение эффективности пенных оросителей, а следовательно, и эффективности пожаротушения может быть достигнуто предварительной аэрацией (газонасыщением) огнетушащего пенного вещества для повышения кратности и дисперсности пены, являющихся основными показателями ее огнетушащей способности.

До настоящего времени не решена задача создания отечественного оросителя с предварительной аэрацией огнетушащего вещества для автоматических установок пенного пожаротушения. Это можно объяснить тем, что рабочий процесс данных оросителей детально не изучен и не регламентирован действующими техническими нормативно-правовыми актами. В связи с этим представляет интерес проведение исследований механики движения жидкости в указанных оросителях.

Влияние дисперсности на огнетушащую эффективность пены. Пена представляет собой дисперсную систему, состоящую из пузырьков, заполненных каким-либо газом (например, воздухом), которые отделены друг от друга жидкими пленками. Проведенные исследования [1] по изучению основных характеристик пены, влияющих на ее огнетушащую эффективность, позволяют сделать вывод о том, что одной из важных характеристик пены, влияющей на скорость ее разрушения на поверхности горючего, является дисперсность. Гидродинамические параметры пенного слоя зависят от дисперсности. Уменьшение размеров пузырьков приводит к увеличению огнетушащей эффективности пены только до некоторого предела, при котором еще возможно ее хорошее растекание по горячей поверхности.

Слой пены, нанесенный на поверхность горячей жидкости, сверху подвергается воздействию теплового излучения пламени и потоков горячих газообразных продуктов горения, снизу — нагретой до кипения жидкости. Как следует из [2], разрушение пены происходит как в толще ее слоя, так и вблизи границы раздела пена-горючая жидкость. При этом в последнем случае пена разрушается так, что на поверхности горючей жидкости образуются газовые полости, появляющиеся вследствие разрушения нижней стенки пузырька пены. В образовавшуюся полость устремляются пары горючего, которые увеличивают этот пузырек. Раздувание пузырька пены будет происходить до тех пор, пока внутри него парциальное давление паров жидкости не достигнет давления насыщенных паров. При этом размеры пузырька должны принять конечное значение, которое в случае сферы будет равно ее диаметру. Величина конечного размера пузырька зависит от его начального размера, от давления насыщенных паров горючего при данной его температуре и от физико-химических свойств пены. Очевидно, что в зависимости от соотношения указанных параметров конечный размер пузырька пены может быть небольшим по сравнению с толщиной пенного слоя, и тогда пузырек останется внутри пенного слоя, т. е. прорыва не произойдет. В другом случае может оказаться, что равновесие возможно лишь при больших размерах пузырька, и тогда произойдет прорыв пенного слоя и пары горючего выйдут наружу. В предположении, что давление насыщенных паров топлива определяется силой поверхностного натяжения, в пренебрежении давлением газа в пузырьке пены было получено уравнение, связывающее начальный размер пузырька пены с его конечным размером [2]:

$$(p_{\text{вн}} - p_{\text{ж}}) d_{\text{к}}^3 + 4\delta d_{\text{к}}^2 = p_{\text{вн}} d_{\text{н}}^3 + 4\delta d_{\text{н}}^2. \quad (1)$$

О возможности прорыва пенного слоя можно судить по величине отношения конечного размера раздувшегося пузырька к его начальному размеру $d_{\text{к}}/d_{\text{н}}$. Так, например, большая величина этого отношения свидетельствует о плохой изолирующей способности пены в данных условиях.

Как следует из формулы (1), величина соотношения $d_{\text{к}}/d_{\text{н}}$ зависит от разности между внешним давлением и давлением насыщенных паров горючей жидкости, которое в свою очередь зависит от температуры и вида жидкости. В том случае, когда температура жидкости низка, т. е. разность $p_{\text{вн}} - p_{\text{ж}}$ велика, уравнение (1) можно упростить, отбрасывая члены, содержащие δ , которые малы по сравнению с другими членами. Тогда будем иметь

$$\frac{d_{\text{к}}}{d_{\text{н}}} \cong \sqrt[3]{\frac{p_{\text{вн}}}{p_{\text{вн}} - p_{\text{ж}}}}. \quad (2)$$

Из этой формулы следует, что при нанесении пены на поверхность холодной жидкости прорыв пенного слоя маловероятен, поскольку $p_{\text{ж}}$ мало по сравнению с $p_{\text{вн}}$ и величина $d_{\text{к}}/d_{\text{н}}$ близка к единице, т. е. раздувания пузырьков почти не происходит. В этом случае изолирующая способность пены определяется лишь скоростью диффузии паров жидкости сквозь жидкие пленки пены.

При повышении температуры жидкости давление паров горячего резко возрастает, т. е. разность $p_{вн} - p_{ж}$ становится очень малой. Это позволяет в уравнении (1) отбросить член, содержащий эту разность, и тогда относительное увеличение пузырька будет равно

$$\frac{d_k}{d_n} \cong \sqrt[3]{1 + \frac{\rho_0 d_0}{4\delta}} \quad (3)$$

Если при низких температурах жидкости прочность пены по отношению к прорыву паров почти не зависит от ее свойств, то при высоких температурах на первый план выступают физические и структурные свойства пены. Формула (3) показывает, что чем мельче пузырьки пены и чем больше поверхностное натяжение пенообразующего раствора, тем лучше изолирующие качества пены.

Уравнения движения газожидкостной смеси в оросителе автоматической установки пенного пожаротушения. Для теоретического исследования движения двухфазной жидкости в вертикальном инжекторе воспользуемся методом, предложенном в [3, 4]. Используем систему координат, показанную на рис. 1. Обозначим площадь сечения диффузора инжектора через S и с использованием теоремы сохранения импульса определим массовую силу, действующую на элементарный участок диффузора, заключенный между сечениями S_x и $S_{x+\Delta x}$:

$$G = g_x \iiint_V \rho_{дф} dV = g_x \int_x^{x+\Delta x} d\xi \int_{S_x} \rho_{дф} dydz, \quad (4)$$

где g_x — проекция ускорения свободного падения на ось Ox , V — объем жидкости между сечениями S_x и $S_{x+\Delta x}$, ξ — координата промежуточного сечения между сечениями S_x и $S_{x+\Delta x}$.

В отличие от случая, рассмотренного в [3, 4], при вертикальном расположении инжектора массовая сила определяется как

$$G = g \int_x^{x+\Delta x} \rho_{дф} S_\xi d\xi = g \int_x^{x+\Delta x} \pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} \frac{\alpha_d}{2} \xi^2 \rho_{дф} d\xi. \quad (5)$$

При этом сила трения равна

$$T = \iint_{S_{бок}} \tau dS = \int_x^{x+\Delta x} \tau \frac{d\xi}{\cos \alpha_d/2} \int_{l_\xi} \mathbf{e}_\tau dl. \quad (6)$$

Здесь $S_{бок}$ — боковая поверхность усеченного конуса между сечениями S_x и $S_{x+\Delta x}$, l_ξ — длина окружности радиусом $r = \xi \operatorname{tg} (\alpha_d/2)$, \mathbf{e}_τ — вектор единичной длины, сонаправленный с τ :

$$\int_{l_\xi} \mathbf{e}_\tau dl = -2\pi \mathbf{e}_0 \cos \frac{\alpha_d}{2} \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2} \xi, \quad (7)$$

где \mathbf{e}_0 — вектор единичной длины, сонаправленный с осью Ox . Проекция силы трения на ось Ox равна

$$T = - \int_x^{x+\Delta x} 2\pi \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2} \xi \tau d\xi. \quad (8)$$

Сила реакции стенок определяется как

$$N = \iint_{S_{бок}} \sigma dS. \quad (9)$$

В проекции на ось Ox она равна

$$N = \int_x^{x+\Delta x} 2\pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} \xi \sigma d\xi. \quad (10)$$

Сила давления, действующая на сечения площадью S_x и $S_{x+\Delta x}$, ограничивающие участок Δx , определяется из соотношений

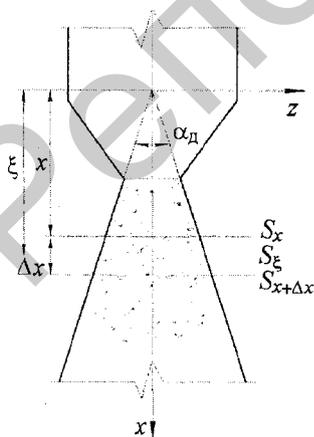


Рис. 1. Схема течения двухфазной жидкости в диффузоре инжектора

$$\begin{aligned}
 F &= p(x, t) S_x - p(x + \Delta x, t) S_{x+\Delta x} = \\
 &= -S_{x+\Delta x} [p(x + \Delta x, t) - p(x, t)] + p(x, t) (S_x - S_{x+\Delta x}), \\
 F &= -\pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} \left[(x + \Delta x)^2 \int_x^{x+\Delta x} \frac{\partial p}{\partial x} d\xi + p(2x\Delta x + (\Delta x)^2) \right].
 \end{aligned} \tag{11}$$

Предположим, что проскальзывание фаз отсутствует, т. е. их скорости равны. Для элементарного участка диффузора, заключенного между сечениями S_x и $S_{x+\Delta x}$ ($\Delta x \ll 1$), запишем закон сохранения импульса с использованием формул (5)–(11). Учитывая, что непрерывная функция

$$\int_x^{x+\Delta x} f(\xi) d\xi = f(x) \Delta x \tag{12}$$

с точностью до членов 2-го порядка малости, пренебрегая членами порядка малости больше единицы, получаем

$$\begin{aligned}
 &g\pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} x^2 \rho_{\text{дф}} dx - 2\pi \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2} x \tau dx + 2\pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} x \sigma dx - \\
 &- \pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} \left(x^2 \frac{\partial p}{\partial x} dx + 2xp dx \right) = (m_{\text{дф}} + dm_{\text{дф}}) (v + dv) - m_{\text{дф}} v.
 \end{aligned} \tag{13}$$

Правая часть приведенного уравнения выражает зависимость скорости изменения импульса от сечения S_x к сечению $S_{x+\Delta x}$, определенную без учета обмена массой между фазами по Рэлею [5], поскольку вследствие быстротечности процесса через поверхность пузырьков отток массы практически отсутствует. С использованием соотношений

$$dm_{\text{дф}} = \pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} \left[-x^2 \frac{\partial(\rho_{\text{дф}})}{\partial t} dt + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_{\text{дф}} v x^2) dx \right], \quad \frac{dv}{dx} = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x}$$

в пренебрежении величинами 2-го и 3-го порядка малости, из уравнения получаем

$$g\rho_{\text{дф}} + \frac{2\sigma}{x} - \frac{2\tau}{x \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2}} - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2p}{x} = \rho_{\text{дф}} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) + v \left[-\frac{\partial \rho_{\text{дф}}}{\partial t} + \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_{\text{дф}} x^2 v) \right]. \tag{14}$$

К полученному уравнению добавим уравнение неразрывности, которое в данном случае примет вид

$$\pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} \left[x^2 \frac{\partial \rho_{\text{дф}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (x^2 \rho_{\text{дф}} v) \right] = 0. \tag{15}$$

В случае установившегося движения уравнения (14) и (15) записываются как

$$g\rho_{\text{дф}} - \frac{2\tau}{x \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2}} + \frac{2\sigma}{x} - \frac{dp}{dx} - \frac{2p}{x} = \rho_{\text{дф}} v \frac{dv}{dx} + v \frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} (\rho_{\text{дф}} x^2 v), \tag{16}$$

$$\pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} \rho_{\text{дф}} v x^2 = \text{const} = m_{\text{дф}}. \tag{17}$$

В результате получена незамкнутая система двух уравнений с пятью неизвестными (τ , σ , p , v , $\rho_{\text{дф}}$), описывающих движение газожидкостной смеси в диффузоре инжектора.

Далее рассмотрим случай установившегося движения жидкости в диффузоре инжектора с малыми углами конусности ($\alpha < 15^\circ$). Поскольку диффузор расположен вертикально и рабочие давления диффузора много больше гидростатического давления в его сечении, будем считать давление в сечении диффузора постоянным [6]. Вследствие этого нормальное напряжение на стенке диффузора можно принять равным давлению в его сечении. Тогда уравнение примет вид

$$g\rho_{\text{дф}} - \frac{2\tau}{x \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2}} - \frac{dp}{dx} = \rho_{\text{дф}} v \frac{dv}{dx} + v \frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} (\rho_{\text{дф}} x^2 v) \tag{18}$$

или

$$g\rho_{\text{дф}} - \frac{2\tau}{x \operatorname{tg} \frac{\alpha_{\text{д}}}{2}} - \frac{dp}{dx} = \rho_{\text{дф}} v \frac{dv}{dx} + \frac{2\rho_{\text{дф}} v^2}{x} \quad (19)$$

Интегральное решение уравнений движения газожидкостной смеси в диффузоре инжектора для аэрации огнетушащего состава. Рассмотрим дифференциальные уравнения (17) и (19), полученные для движения двухфазной жидкости в рассматриваемом диффузоре. Последний член в уравнении (19) можно представить как

$$\frac{v}{x^2} \frac{d}{dx} (\rho_{\text{дф}} x^2 v) = v^2 \frac{d\rho_{\text{дф}}}{dx} + \frac{2\rho_{\text{дф}} v^2}{x} + \rho_{\text{дф}} v \frac{dv}{dx} \quad (20)$$

Тогда уравнение (19) примет вид

$$g\rho_{\text{дф}} dx - \frac{2\tau dx}{x \operatorname{tg} \frac{\alpha_{\text{д}}}{2}} - dp = v^2 d\rho_{\text{дф}} + \frac{2\rho_{\text{дф}} v^2 dx}{x} + \rho_{\text{дф}} v dv \quad (21)$$

или

$$g\rho_{\text{дф}} \int_{x_1}^{x_2} dx - \frac{2\tau}{\operatorname{tg} \frac{\alpha_{\text{д}}}{2}} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{x} - \int_{p_1}^{p_2} dp = v^2 \int_{\rho_{\text{дф}1}}^{\rho_{\text{дф}2}} d\rho_{\text{дф}} + 2\rho_{\text{дф}} v^2 \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{x} + \rho_{\text{дф}} \int_{v_1}^{v_2} v dv \quad (22)$$

Поскольку на рассматриваемом участке при аэрации рабочей среды для получения необходимой кратности пены газосодержание составляет 90–95%, примем в первом приближении плотность газонасыщенной среды постоянной. После интегрирования выражения (22) и некоторых преобразований получаем выражение для потери давления в диффузоре:

$$\Delta p = \left(\frac{2\tau}{x \operatorname{tg} \frac{\alpha_{\text{д}}}{2}} + 2\rho_{\text{дф}} v^2 \right) \ln \frac{x_2}{x_1} - v^2 (\rho_{\text{дф}1} - \rho_{\text{дф}2}) - \frac{\rho_{\text{дф}}}{2} (v_1^2 - v_2^2) - g\rho_{\text{дф}} l \quad (23)$$

Проанализируем уравнение (23). Последний член этого уравнения определяет изменение давления под действием веса двухфазной жидкости в объеме диффузора на расчетном участке его длины. Поскольку сила веса двухфазной жидкости значительно меньше сил давления, ею можно пренебречь. Плотность двухфазной жидкости $\rho_{\text{дф}}$ равна плотности потока жидкости в начальном сечении диффузора диаметром d_0 и может быть принята равной плотности огнетушащего состава без газонасыщения, т. е. $\rho_{\text{дф}} = \rho$. Скорость жидкости в начальном сечении v_1 может быть принята равной скорости потока без газонасыщения в узком сечении на выходе из конфузора и определена через объемный расход рабочей среды:

$$v_1 = v_0 = \frac{4Q}{\pi d_0^2} \quad (24)$$

Отношение x_2/x_1 в (23) можно заменить отношением D/d_0 . С учетом сделанных допущений уравнение принимает вид

$$\Delta p = 2 \left(\frac{\tau}{\operatorname{tg} \frac{\alpha_{\text{д}}}{2}} + \rho_{\text{дф}} v^2 \right) \ln \frac{D}{d_0} - v^2 (\rho - \rho_{\text{дф}}) - \frac{\rho_{\text{дф}}}{2} (v_0^2 - v^2) \quad (25)$$

В уравнении скорость среды может быть представлена как

$$v = \frac{m_{\text{дф}}}{\pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_{\text{д}}}{2} \rho_{\text{дф}} x^2} \quad (26)$$

Координата расчетного сечения x в системе координат с началом в точке схождения диффузора может быть определена из соотношения

$$x = l + \frac{d_0}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha_{\text{д}}}{2}} \quad (27)$$

Поскольку масса жидкости значительно больше массы воздуха в диффузоре, предположим, что $m_{дф} \approx m$, т. е. $m_{дф} \approx \rho Q$. Тогда формула примет вид

$$v = \frac{\rho Q}{\pi \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha_d}{2} \rho_{дф} \left(l + \frac{d_0}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2}} \right)^2}. \quad (28)$$

С учетом сказанного выше и выражения (24) последний член уравнения (25) можно записать как

$$\frac{\rho_{дф}}{2} (v_0^2 - v^2) = \frac{8Q^2 \rho_{дф}}{\pi^2} \left[\frac{1}{d_0^4} - \frac{\rho^2}{\rho_{дф}^2 \left(2l \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2} + d_0 \right)^4} \right]. \quad (29)$$

После сделанных допущений, преобразований и подстановок получаем следующее уравнение:

$$\Delta p = 2 \ln \frac{D}{D_0} \left[\frac{\tau}{\operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2}} + \frac{16\rho^2 Q^2}{\pi^2 \rho_{дф} \left(2l \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2} + d_0 \right)^4} \right] - \frac{\rho^2 Q^2 (\rho - \rho_{дф})}{\pi^2 \rho_{дф}^2 \left(2l \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2} + d_0 \right)^4} - \frac{8\rho_{дф} Q^2}{\pi^2} \left[\frac{1}{d_0^4} - \frac{\rho^2}{\rho_{дф} \left(2l \operatorname{tg} \frac{\alpha_d}{2} + d_0 \right)^4} \right]. \quad (30)$$

При двухфазном потоке газожидкостной смеси в диффузоре инжектора плотность смеси не постоянна и является функцией давления: $\rho_{дф} = \rho_{дф}(p)$. При постоянном давлении она определяется как

$$\rho_{дф} = \frac{\rho_{воз} (n - 1) + \rho}{n}. \quad (31)$$

Вследствие сжимаемости воздуха кратность пены в диффузоре зависит от давления. В общем случае она равна

$$n = \frac{V_{воз} + V}{V} = 1 + \frac{V_{воз}}{V}, \quad (32)$$

где $V_{воз}$ — объем воздуха, V — объем раствора пенообразователя. Объем воздуха при движении двухфазного потока в диффузоре определяется из соотношения

$$V_{воз} = \frac{V_{воз} p_{ат}}{p_{абс}} = \frac{V_{воз} p_{ат}}{p + p_{ат}}, \quad (33)$$

Тогда кратность пены в расчетном сечении составит

$$n_p = 1 + \frac{V_{воз} p_{ат}}{V (p + p_{ат})} \text{ или } n_p = 1 + (n - 1) \frac{p_{ат}}{p + p_{ат}}. \quad (34)$$

С учетом выражения (34) плотность двухфазного потока в расчетном сечении диффузора будет определяться как

$$\rho_{дф} = \rho_{воз} \left(1 - \frac{1}{1 + (n - 1) \frac{p_{ат}}{p + p_{ат}}} \right) + \frac{\rho (p + p_{ат})}{p + n p_{ат}}. \quad (35)$$

Поскольку плотность воздуха (в диапазоне расчетных давлений 0.05–1.0 МПа) значительно меньше плотности рабочей жидкости, первым членом выражения можно пренебречь. Тогда выражение для плотности двухфазного потока примет вид

$$\rho_{дф} = \frac{\rho (p + p_{ат})}{p + np_{ат}} \quad (36)$$

Таким образом, в уравнении (30), которое является решением основной задачи движения двухфазного потока в диффузоре, остается неопределенным касательное напряжение на стенке диффузора τ . Это напряжение было определено в [6] как $\tau = \rho_{дф} v_*^2$.

Используем полуэмпирическую теорию Прандтля для турбулентного потока, имеющую наибольшую известность. В силу этой теории касательное напряжение по всему поперечному сечению потока в трубе круглого сечения одинаково и равно напряжению на стенке трубы. Однако при неравномерном движении жидкости в диффузоре касательные напряжения на стенке диффузора и в его сечении будут отличаться от аналогичных напряжений в случае равномерного движения жидкости. Сделаем допущение, что, поскольку сила сопротивления пропорциональна площади эпюр касательных напряжений на стенках каналов при равномерном и неравномерном движениях, эти площади равны (см. рис. 2), а касательные напряжения пропорциональны радиусу канала. Тогда можно записать следующее уравнение:

$$2\pi\tau'\tau' = \pi \left(\tau \sin \frac{\alpha_d}{2} + \tau' + \tau' \right) \tau, \quad (37)$$

где τ' — касательное напряжение при равномерном движении. Из уравнения можно найти касательное напряжение на стенке диффузора:

$$\tau = \frac{\sqrt{1 + 2 \sin \frac{\alpha_d}{2} - 1}}{\sin \frac{\alpha_d}{2}} \tau' \text{ или } \tau = k \tau', \quad (38)$$

где

$$k = \frac{\sqrt{1 + 2 \sin \frac{\alpha_d}{2} - 1}}{\sin \frac{\alpha_d}{2}} \quad (39)$$

Формулу (39) с использованием метода наименьших квадратов можно привести к виду $k = 0.996^a$, удобному для вычислений.

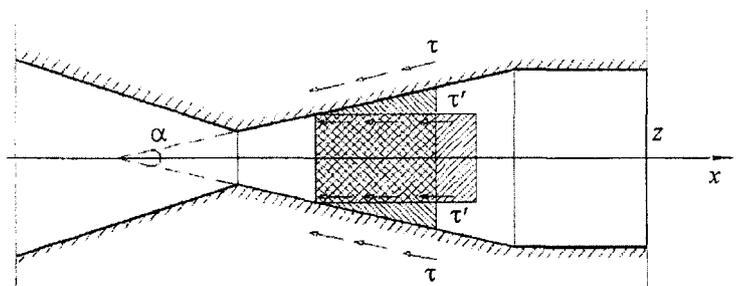
Для определения динамической скорости двухфазного потока в диффузоре воспользуемся формулой, полученной И. Никурадзе [6]:

$$v = v_* \left(5.75 \lg \frac{a}{\Delta} + 8.5 \right), \quad (40)$$

откуда

$$v_* = \frac{v}{\left(5.75 \lg \frac{a}{\Delta} + 8.5 \right)} \quad (41)$$

Рис. 2. Схема преобразования касательных напряжений при неравномерном движении двухфазной жидкости в диффузоре инжектора



Величина a определяется из закона "одной седьмой" Кармана [6]:

$$\frac{v}{v_{\max}} = \left(\frac{a}{r}\right)^{1/7}. \quad (42)$$

При турбулентном режиме $v/v_{\max} = 0.75-0.9$ [6].

Заключение. Получена система уравнений (17)–(19) для движения двухфазного потока в диффузоре инжектора для газонасыщения огнетушащего вещества в автоматических системах пожаротушения. Решение этих уравнений позволяет определить потери давления в инжекторе, геометрические характеристики инжектора и гидродинамические параметры генерируемой пены при заданной ее кратности. Для элементарного участка диффузора, заключенного между его сечениями, получены закон сохранения импульса и уравнение неразрывности. Значение газосодержания задается исходя из необходимой кратности воздушно-механической пены.

Разработанная математическая модель движения двухфазного потока в диффузоре инжектора учитывает неравномерный характер этого движения и позволяет рассчитать распределение осредненного давления в диффузоре по его длине, а также определить потери давления в нем, что дает возможность проектировать выходной участок гидравлической системы с гидродинамическим сопротивлением, обеспечивающим работу инжектора в заданном режиме. При этом показано, что уравнение (30), полученное для определения потерь давления в диффузоре решается однозначно и может быть использовано при гидравлическом расчете инжекторов для аэрации огнетушащего состава. Решая обратную задачу и задавая потери давления в инжекторе, можно определить необходимый расход огнетушащего состава (раствора пенообразователя) для автоматических установок пожаротушения. Предварительное газонасыщение позволит повысить дисперсность и соответственно огнетушащую эффективность пены в автоматических установках пожаротушения.

Обозначения

a — расстояние от стенки канала до слоя движущейся жидкости; d_0 и D — диаметры начального (сжатого) и выходного сечений диффузора; d_n и d_k — начальный и конечный размеры пузырька; g — ускорение свободного падения; k — коэффициент, учитывающий неравномерность движения жидкости в диффузоре в зависимости от угла его конусности; l — длина диффузора от его начального сечения до начала цилиндрической части; l_ξ — длина окружности радиусом $r = \xi \operatorname{tg}(\alpha_d/2)$; $m_{\text{дф}}$ — массовый расход двухфазной жидкости; n — кратность пены; p , $p_{\text{ат}}$, $p_{\text{вн}}$, $p_{\text{абс}}$ и $p_{\text{ж}}$ — давление (манометрическое) в расчетном сечении диффузора, атмосферное давление, внешнее давление, абсолютное давление и давление насыщенных паров горячей жидкости; Q — объемный расход огнетушащего состава; $V_{\text{воз}}^{\text{ат}}$ — объем воздуха в пене при атмосферном давлении; v и v_{max} — скорость и максимальная скорость двухфазной жидкости в канале диффузора; v_* — динамическая скорость (или скорость касательного напряжения на стенке); α_d — угол конусности диффузора; δ — коэффициент поверхностного натяжения пенообразующего раствора; Δ — эквивалентная шероховатость; $\rho_{\text{дф}}$ и $\rho_{\text{воз}}$ — плотности двухфазной жидкости и воздуха; σ — нормальные напряжения на стенке диффузора; τ — касательные напряжения на стенке диффузора. Индексы: дф — двухфазный; н — начальный; к — конечный; ат — атмосферный; вн — внешний; абс — абсолютный; ж — жидкость; воз — воздух; д — диффузор; max — максимальный.

Литература

1. Безродный И. Ф., Гилетич А. Н., Меркулов В. А. и др. *Тушение нефти и нефтепродуктов*. Москва: ВНИИПО, 1996. С. 53–65.
2. Петров И. И., Реутт В. Ч. *Тушение пламени горючих жидкостей*. Москва: Минкомунхоз, 1961. С. 47–61.
3. Кутателадзе С. С., Стырикович М. М. *Гидродинамика газожидкостных систем*. Москва: Энергия, 1976.
4. Карпенчук И. В., Аушев И. Ю., Пармон В. В. и др. Уравнения движения кавитационного двухфазного потока в диффузоре пеноносителя ПС-5. *Чрезвычайные ситуации: предупреждение и ликвидация*. 2005. № 7 (17). С. 154–160.
5. Rayleigh O. M. On the pressure developed in the collapse of a spherical cavity. *Phil. Mag.* 1917. Vol. 34, No. 200. Pp. 94–98.
6. Рабинович Е. З. *Гидравлика*. Москва: Недра, 1980.