

УДК 532.525.3:614.838.441

## РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПРОТИВОПОЖАРНЫХ СТРУЙ РАСПЫЛЕННОЙ ВОДЫ

А. Г. ВИНОГРАДОВ<sup>1\*</sup>, О. М. ЯХНО<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Черкасский национальный университет им. Богдана Хмельницкого  
бул. Шевченко, 81, Черкасы, 18000, Украина  
\*vin\_ag@mail.ru

<sup>2</sup>Национальный технический университет Украины “КПИ”  
пр. Победы, 37, 03056, Киев, Украина

Получено 15.06.2015

В данной статье предметом теоретического анализа была веерная струя распыленной воды, создаваемая с помощью щелевого оросителя и используемая в качестве водяной завесы противопожарного назначения. Цель исследования состояла в разработке методики расчета некоторых важнейших параметров водяных завес, до сих пор определявшихся посредством сложных экспериментальных измерений, а именно, скоростей движения капель, их концентрации, толщины эквивалентного слоя воды. Предложена методика нахождения указанных величин на основе теории затопленных струй. Выведенные формулы позволяют выполнять расчет их пространственных распределений, исходя из конструктивных характеристик дренчерной установки. Применение этих соотношений к развитой ранее математической модели теплового экранирования позволило расширить возможности ее практического использования. Полученные результаты могут быть применены для проектирования водяных завес противопожарного назначения, а также для определения оптимальных режимов их эксплуатации.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** распыленная вода, противопожарная водяная завеса, теория затопленных струй

У даній статті предметом теоретичного аналізу був віяловий струмінь розпиленої води, створюваний за допомогою щілинного зрошувача й використовуваний як водяна завіса протипожежного призначення. Мета дослідження полягала у розробці методики розрахунку деяких найважливіших параметрів водяних завіс, які досі визначались за допомогою складних експериментальних вимірювань, а саме, швидкостей руху крапель, їхньої концентрації, товщини еквівалентного шару води. Запропоновано методику знаходження зазначених величин на основі теорії затоплених струменів. Виведені формули дозволяють виконувати розрахунок їхніх просторових розподілів, виходячи з конструктивних характеристик дренчерної установки. Застосування цих співвідношень до розвинутої раніше математичної моделі теплового екранування дозволило розширити можливості її практичного використання. Отримані результати можуть бути застосовані для проектування водяних завіс протипожежного призначення, а також для визначення оптимальних режимів їх експлуатації.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** розпилена вода, протипожежна водяна завіса, теорія затоплених струменів

This article deals with theoretical analyzing of the fan spray of atomized water created by a slot-hole sprinkler and used as a water fire protection curtain. The purpose of the study was to develop a method for calculating some of the most important parameters of water curtains still determined by complex experimental measurements, namely, the droplet velocities, their concentration and thickness of the equivalent water layer. The method of finding of these values on the basis of the theory of submerged jets is proposed. The derived formulas allow the calculating of their spatial distributions originating from the design characteristics of the drencher installation. Application of these relations to the previously developed mathematical model of thermal shielding allows the expansion of possibilities of its practical use. The obtained results can be applied to designing of water curtains for fire-fighting purposes and determining of their optimal operation modes.

**KEY WORDS:** sprayed water, fire-fighting water curtain, submerged jet theory

### ВВЕДЕНИЕ

Любой пожар характеризуется наличием трех видов теплообмена – теплопроводности, конвекции и излучения, – относительный вклад которых зависит от условий и масштабов горения. Доля лучистого теплообмена может достигать (30...40) % освобождающейся энергии [1]. Вследствие теплового излучения происходит нагрев удаленных объектов до температуры воспламенения, а также развитие пожара в открытых

очагах (например, в лесу) и его распространение на соседние объекты [2].

Один из наиболее широко применяемых средств защиты от теплового излучения пожаров – водяные завесы. При проектировании и строительстве зданий и сооружений с массовым присутствием людей (производственных цехов, театров, вокзалов, гипермаркетов, причалов и т. п.) для их создания зачастую, особенно в последние годы, используются дренчерные системы [3, 4]. При этом водяная завеса формируется из нескольких струй



Рис. 1. Дренчерный целевой ороситель VK790

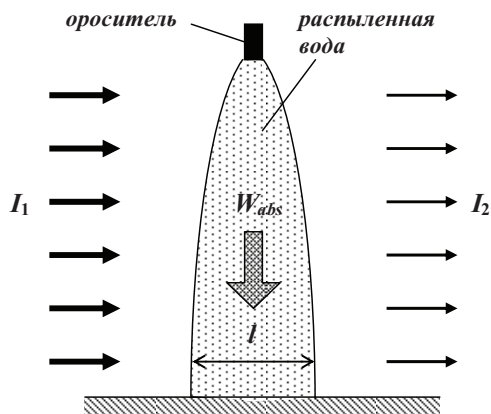


Рис. 2. Схема процесса теплового экранирования дренчерной водяной завесой

распыленной воды (СРВ), источником которых в большинстве случаев являются дренчерные оросители (распылители воды). Пример такого устройства, предназначенного для создания противопожарной завесы, представлен на рис. 1.

При прохождении теплового излучения пожара через СРВ часть его энергии поглощается каплями, вследствие чего интенсивность излучения уменьшается от начальной величины  $I_1$  до конечной  $I_2$  (рис. 2). Защитные свойства водяной завесы характеризуются ее коэффициентом пропускания:

$$H = \frac{I_2}{I_1}. \tag{1}$$

Для разработки и совершенствования противопожарных водяных завес необходимы научно обоснованные методики расчета режимов формирования и взаимодействия СРВ, которые по заданным начальным и граничным условиям должны позволить определить их основные параметры – геометрические размеры, пространственные распределения концентрации капель, их размеров и скоростей, коэффициент пропускания теплового излучения. Несмотря на значительный прогресс,

достигнутый в данном направлении в последние годы, полученные результаты не дают оснований утверждать, что перечисленные задачи решены. Главным препятствием является их комплексный характер, требующий одновременного учета большого количества взаимосвязанных физических процессов со сложным характером изменения – движения воздушных масс, механического взаимодействия капель и воздуха, сложных температурных полей, испарения капель и др. Поэтому сопутствующие математические модели имеют приближенный характер и ограниченную сферу применения [5, 6]. Результаты исследований не доведены до пригодных для практического применения расчетных формул, таблиц, диаграмм, на основании которых можно было бы сконструировать эффективную систему СРВ и рассчитать ее оптимальный режим работы.

Экспериментальные исследования СРВ также не могут радикально улучшить ситуацию вследствие отсутствия надежных и точных методов контроля основных параметров и их пространственных распределений [7, 8]. Следует также учесть, что в реальных условиях они не стационарны и характеризуются весьма сложной динамикой.

Анализ нормативных документов Государственной службы чрезвычайных ситуаций Украины и аналогичных структур зарубежных стран показал, что в настоящее время отсутствуют стандартные методики расчета противопожарных водяных завес, что ставит разработчиков и пользователей таких систем в сложную ситуацию. При их проектировании и эксплуатации они вынуждены использовать общие методики расчета оборудования для пожаротушения [9, 10], не учитывающие специфику взаимодействия СРВ с тепловым излучением [3, 4]. Очевидно, что они не являются адекватными и не могут решить задачу определения экранирующих свойств СРВ. На решение данной проблемы направлены работы [11, 12], в которых представлена математическая модель и расчетная методика для проектирования противопожарных водяных завес. С ее помощью можно выполнить приближенную оценку коэффициента пропускания теплового излучения водяной завесы на основе предварительно заданных параметров. Однако некоторые из них отсутствуют в паспортных данных дренчерных оросителей и их экспериментальное определение затруднительно. Это, например, объемная доля воды  $w_v$  (суммарный объем капель в единице объема СРВ) и связанная с ней толщина эквивалентного водяного слоя  $l_{eq}$ , образующегося при осаждении всех капель из СРВ на вертикальную плоскость. Известно, что величина  $w_v$  имеет

сложное пространственное распределение и зависит от конструктивных параметров, а также режима работы оросителя (по сути, от количества, размеров и характера движения капель).

Теоретическое описание движения ансамбля частиц в непрерывной среде представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Анализ литературных данных свидетельствует о том, что выполнить расчет пространственных распределений капель СВВ методом расчета траекторий отдельных капель практически невозможно [13]. Более перспективен расчет движения воздушно-капельной среды методами гидродинамики с использованием теории затопленных струй. Согласно расчетным и экспериментальным данным [14, 15], при взаимодействии мелких капель с воздушной средой происходит их быстрая релаксация и выравнивание скоростей движения со скоростью окружающего воздуха. Движение каждой капли влияет на движение воздуха, создавая в нем некоторое поле скоростей. Импульс, потерянный каплей при торможении, передается окружающей среде, которая вследствие этого приходит в движение в том же направлении, что и капля. Распыленную в воздухе воду (туман) в первом приближении можно считать затопленной воздушной струей с примесью водяных частиц.

Затопленные струи подробно исследованы экспериментально и теоретически [16, 17]. При наличии в составе струи примеси к основному веществу (в нашем случае, мелких капель воды в составе воздушной струи) можно выполнить расчет ее пространственного распределения на основе теории затопленных струй. Главный критерий применимости такого метода – достаточная степень дисперсности воды, т. е. малый размер капель. Заметим, что это также соответствует условию высокой эффективности теплового экранирования с помощью водяных завес [11, 12].

Согласно [16], теорию затопленных струй можно применять и при распылении однородной струи воды в воздухе. Даже при очень больших весовых концентрациях примеси воды в начальном участке струи, благодаря существенному различию в плотностях дисперсных фаз (на три порядка) струю можно рассматривать в основном как газовую. По мере удаления от распылителя вследствие подсосывания воздуха и расширения струи концентрация примеси уменьшается еще во много раз.

В данной работе ставится задача на основе теории затопленных струй разработать математическую модель водяной завесы, созданной одиночным дренчерным щелевым оросителем, а также линейкой оросителей, и получить формулы

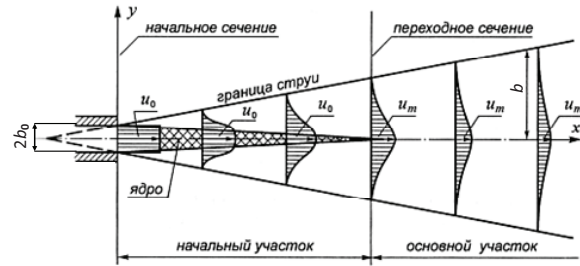


Рис. 3. Упрощенная схема затопленной струи

для расчета параметров водяных завес – объемной доли воды и толщины эквивалентного водяного слоя, – необходимых для расчетной оценки коэффициента пропускания теплового излучения.

## 1. СВОЙСТВА ЗАТОПЛЕННЫХ СТРУЙ В ВОЗДУХЕ С ПРИМЕСЬЮ ВОДЯНОГО ТУМАНА

Упрощенная схема затопленной струи с разделением на участки изображена на рис. 3. Начальный участок струи состоит из ядра с постоянным значением продольной скорости  $u_0$  и пограничным слоем, в котором продольная скорость меняется от значения  $u_0$  в ядре до нуля на внешней границе струи. Вдоль по потоку ядро утончается, заканчиваясь в переходном сечении. За начальным следует основной участок струи, который далее распространяется до бесконечности [17].

Размывание струи по мере ее удаления от источника выражается не только в ее утолщении, но и в изменении продольной скорости. На рис. 4 приведены экспериментальные распределения скорости в различных сечениях (на разных расстояниях  $x$  от источника) основного участка воздушной струи круглого сечения, вытекающей в неподвижный воздух [16]. При удалении от начала струи профиль скорости становится “ниже” и “шире”.

Анализ скоростных профилей для разных сечений основного участка струи указывает на их аффинность. Как следствие, для их описания можно использовать универсальную функцию, в качестве которой, как правило, применяют функцию Шлихтинга [16]:

$$u = u_m(1 - \bar{y}^{1.5})^2. \quad (2)$$

Здесь  $\bar{y} = y/b$  – безразмерное расстояние от оси;  $b$  – полуширина струи в данном сечении (для осесимметричной струи – ее радиус).

В результате теоретического анализа установлен линейный закон нарастания ширины основного участка затопленной струи в направлении ее

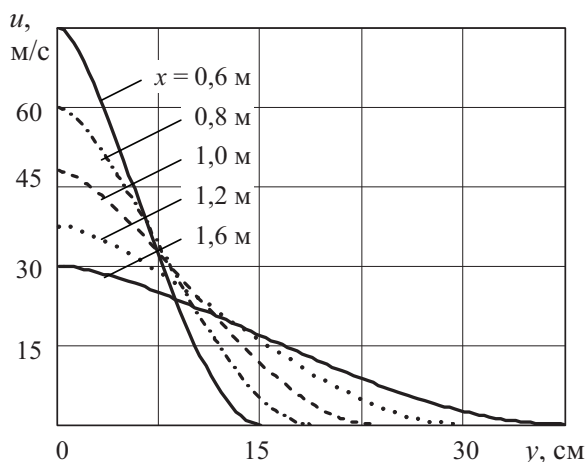


Рис. 4. Профили продольной скорости струи в разных сечениях основного участка струи [16]

движения [16]:

$$b = cx. \tag{3}$$

Таким образом, границы этого участка прямолинейны, что остается справедливым для струй разной формы – плоскопараллельной, осесимметричной и вообще для всех случаев, когда профили скорости в затопленной струе универсальны. В [16] представлены экспериментальные данные, на основании которых примем  $c=0.22$ .

При наличии примеси (мелких капель воды в составе воздушной струи) можно выполнить расчет ее пространственного распределения с использованием обсуждаемой теории. Количественной характеристикой примеси для СРВ является массовая доля воды – отношение ее массы к массе воздуха в элементарном объеме:

$$w_m = \frac{\rho_d}{\rho_a}, \tag{4}$$

где  $\rho_a$  – плотность воздуха;  $\rho_d$  – плотность распыленной воды, представляющая отношение суммарной массы капель к объему воздуха. Величина  $w_m$  зависит от пространственных координат и на оси струи имеет максимальное значение  $w_{mm}$ . Тогда плотность воздушно-капельной смеси составляет

$$\rho_s = \rho_a(1 + w_m). \tag{5}$$

На оси струи эта величина будет

$$\rho_m = \rho_a(1 + w_{mm}). \tag{6}$$

Изменение состава струи влияет как на величину коэффициента  $c$  в зависимости (3), так и на ее характер [16]:

$$c = 0.22 \frac{\rho_a + \rho_m}{2\rho_m}. \tag{7}$$

Вследствие того, что  $\rho_m > \rho_a$ , угловой коэффициент (7) для распыленной водяной струи оказывается меньше, чем 0.22. Изменение величины  $\rho_m$  вдоль струи приводит к тому, что  $c$  в данном случае не является константой и, следовательно, границы основного участка струи не прямолинейны.

Для гидравлического метода распыления, когда из круглого сопла вытекает сплошная струя воды, которая далее распадается на отдельные капли, в [16] найдено уравнение взаимосвязи безразмерных продольной координаты  $\bar{x}$  и радиуса струи  $\bar{b}$ :

$$0.22\bar{x} = \bar{b} + \frac{1}{\sqrt{\zeta}} \times \left[ \ln(1.22\bar{b}\sqrt{\zeta} + \sqrt{1 + 1.48\bar{b}^2\zeta}) - 0.25 \arctan \frac{1.28\bar{b}\sqrt{\zeta}(\sqrt{1 + 1.48\bar{b}^2\zeta} - 0.24)}{\sqrt{1 + 1.48\bar{b}^2\zeta} + 0.31\bar{b}^2\zeta} \right]. \tag{8}$$

Здесь  $\zeta = \rho_a/\rho_w$  – отношение плотностей воздуха и воды;  $\bar{x} = x/b_0$ ;  $\bar{b} = b/b_0$ ;  $b_0$  – начальная полуширина (или радиус) струи.

Для поперечного профиля скоростей данной двухфазной струи остается справедливой формула Шлихтинга (2). Профиль концентрации примеси имеет следующий вид [16]:

$$w_m = w_{mm}(1 - \bar{y}^{1.5}). \tag{9}$$

Численное решение уравнения (8) позволило получить график зависимости  $\bar{b}(\bar{x})$  (рис. 5, точки). В практически важном интервале  $0 < \bar{x} < 2500$  эта зависимость достаточно близка (с точностью  $\pm 10\%$ ) к простой линейной зависимости, которая представлена штриховой кривой на рис. 5:

$$\bar{b} = 0.16\bar{x}. \tag{10}$$

Таким образом, наличие распыленной воды в составе струи приводит к уменьшению коэффициента  $c$  в соотношении (3) – с 0.22 для однородной затопленной струи до 0.16 для воды, распыленной в воздухе.

## 2. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ВЕЕРНОЙ РАСПЫЛЕННОЙ СТРУИ ОДИНОЧНОГО ЦЕЛЕВОГО ОРОСИТЕЛЯ

Рассмотрим плоскую веерную СРВ, создаваемую целевым оросителем (рис. 1). В этом случае из сопла радиусом  $b_0$  выходит сплошная струя и после отражения от дефлектора образуется распыленный поток в некотором секторе с центральным углом  $\varphi_0$ , который для разных типов оросителей находится в пределах  $(120 \dots 160)^\circ$ , рис. 6.

Подводимая к распылителю энергия  $E$  расходуется на преодоление сил поверхностного натяжения при распаде сплошной струи на капли (энергия распыливания  $E_p$ ), на сообщение жидкости поступательного движения (гидравлическая энергия  $E_r$ ), а также на преодоление сил трения в распылителе и диссипацию энергии в потоке (энергия потерь  $E_l$ ) [18]. Таким образом,

$$E = E_p + E_r + E_l. \quad (11)$$

Отношение  $E_p/E$  (КПД распыливания) отражает долю энергии, пошедшей на образование новой поверхности (капель), зависит от способа распыливания и физических свойств жидкости и обычно не превышает сотых долей процента.

Отношение  $E_r/E = \eta_r$  представляет собой гидравлический КПД. Так как  $E_l \approx E - E_r$ , он характеризует потери энергии в распылителе и зависит от его конструкции, качества изготовления и режима течения жидкости [18]. Определить или хотя бы оценить эти потери необходимо для расчета начальной скорости капель.

На рис. 7 представлена общепринятая в настоящее время схема формирования распыленной струи для вертикально расположенного осесимметричного оросителя, предложенная в работе [19]. Струя воды из сопла направляется на дефлектор и после удара формирует тонкую водяную пленку с радиальным направлением движения от центра дефлектора. В основу модели положено предположение о том, что распад сплошной струи на капли происходит в три стадии:

- 1) формирование плоской водяной пленки;
- 2) образование волн и распад пленки на дугообразные сегменты;
- 3) распад сегментов на капли.

Можно предположить, что процесс в щелевом оросителе (см. рис. 6) также соответствует этой схеме.

Грубо оценить начальную скорость капель можно с использованием математической модели, основанной на схеме рис. 7 и представленной в работах [20, 21]. Расчет выполнен на основе анализа вязкого трения пленки воды при ее движении вдоль дефлектора.

На рис. 8 представлена схема взаимодействия струи с дефлектором (это – фрагмент схемы рис. 7). Для оценки начальной скорости струи  $u_0$  используем соотношение

$$u_0 = \sqrt{\frac{2p}{\rho_w}}, \quad (12)$$

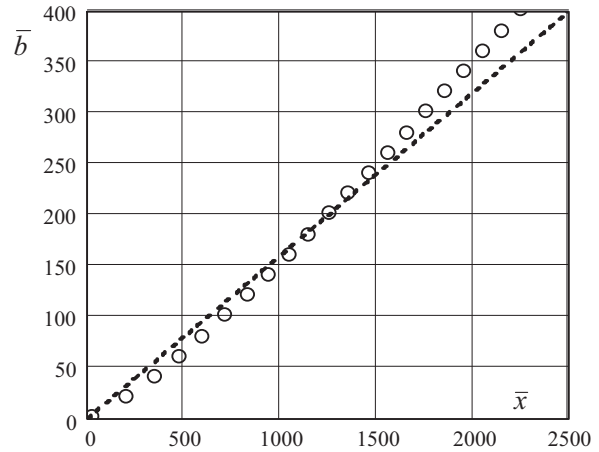


Рис. 5. Зависимость  $\bar{b}(\bar{x})$  для СРВ

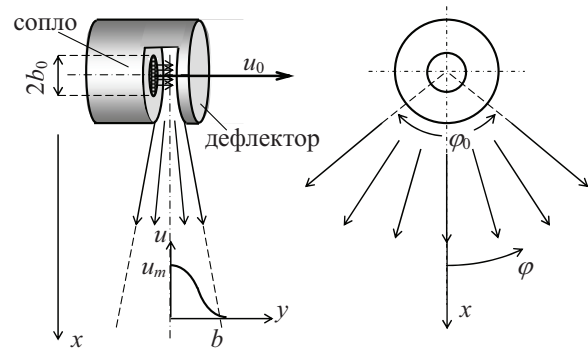


Рис. 6. Схема веерной распыленной струи



Рис. 7. Схема распада струи в оросителе [19]

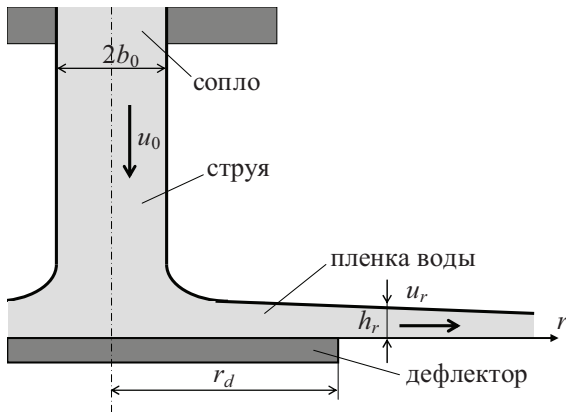


Рис. 8. Схема течения жидкости по дефлектору

где  $p$  – избыточное давление воды.

В реальных режимах оросители работают при  $p > 2$  бар, т.е. из соотношения (12) следует  $u_0 > 20$  м/с. Для радиуса сопла  $b_0 > 1$  мм число Рейнольдса струи  $Re > 4 \cdot 10^4$ , т.е. режим течения – турбулентный. Для него в [21] найдено соотношение для толщины пленки на расстоянии  $r$  от оси оросителя:

$$h_r = \frac{b_0^2}{2r} + 1.659 \cdot 10^{-2} \left( \frac{7\nu_w}{u_0} \right)^{1/5} r^{4/5}, \quad (13)$$

где  $\nu_w$  – кинематическая вязкость воды. Первый член в соотношении (13) равен толщине пленки для идеальной жидкости, а второй обусловлен вязким трением между жидкой пленкой и дефлектором.

На краю дефлектора, где вязкое торможение жидкости прекращается, в пренебрежении влиянием воздушной среды средняя скорость движения пленки  $u_d$  равна начальной скорости капле. Из закона сохранения массы воды найдем:

$$u_d = \frac{Q}{2\pi r_d h_d} = \frac{b_0^2 u_0}{2r_d h_d}, \quad (14)$$

где  $Q = \pi b_0^2 u_0$  – объемный расход воды;  $h_d$  – толщина пленки при  $r = r_d$ , соответствующем радиусу дефлектора.

Подставляя выражение (13) в (14), получим:

$$u_d = u_0 \left[ 1 + 2 \cdot 1.659 \cdot 10^{-2} \left( \frac{7\nu_w}{u_0} \right)^{1/5} \frac{r_d^{9/5}}{b_0^2} \right]^{-1}. \quad (15)$$

Для реальных параметров  $u_0 = 20$  м/с,  $b_0 = 3$  мм,  $r_d = 8$  мм, соответствующих, например, размерам оросителя VK790 (см. рис. 1), получим  $u_d = 0.97u_0$ .

Таким образом, за счет вязкого трения на дефлекторе скорость движения пленки воды уменьшается на 3 %. Для других типов оросителей соотношение размеров  $r_d/b_0$  может достигать величины 5, при которой снижение скорости, согласно формуле (15), составляет 9 %. Чтобы учесть вязкое торможение жидкости и в то же время избежать чрезмерного усложнения расчетов, примем  $u_d \approx 0.94u_0$ . В этом случае погрешность не превысит (3...4) %, что вполне приемлемо для оценки параметров противопожарных струй.

Учтем закон сохранения массы воды для двух сечений верхней струи – на выходе из сопла и на краю дефлектора (см. рис. 6):

$$\pi b_0^2 u_0 = r_d \varphi_0 h_d u_d. \quad (16)$$

Далее запишем уравнения сохранения импульса и массы для элементарного сектора СРВ шириной  $d\varphi$  для двух сечений – на краю дефлектора и на произвольном расстоянии  $r$  от оросителя (рис. 9):

$$\rho_w r_d d\varphi h_d u_d^2 = 2r d\varphi \int_0^b \rho_s u^2 dy, \quad (17)$$

$$\rho_w r_d d\varphi h_d u_d = 2r d\varphi \int_0^b \rho_d u dy. \quad (18)$$

Здесь  $y$  – расстояние от центральной плоскости СРВ.

Для выполнения расчетов используем формулы (2) и (9) для профилей скорости и массовой доли воды. После их подстановки в уравнения (17) и (18) с учетом соотношений (4), (5), (10) и (16) получим

$$0.94 \rho_w \pi b_0^2 u_0^2 = 0.32 \rho_a r^2 \varphi_0 u_m^2 \times \int_0^1 [1 + w_{mm}(1 - \bar{y}^{1.5})] (1 - \bar{y}^{1.5})^4 d\bar{y}, \quad (19)$$

$$\rho_w \pi b_0^2 u_0 = 0.32 \rho_a r^2 \varphi_0 w_{mm} u_m \int_0^1 (1 - \bar{y}^{1.5})^3 d\bar{y}. \quad (20)$$

Для преобразования соотношения (20) вычислим интеграл

$$I_3 = \int_0^1 (1 - \bar{y}^{1.5})^3 d\bar{y} = 0.368 \quad (21)$$

и после нахождения числовых коэффициентов из (20) получим

$$w_{mm} = \frac{26.7\rho_w b_0^2 u_0}{\rho_a r^2 \varphi_0 u_m}. \quad (22)$$

Раскрывая скобки под интегралом в формуле (19) и подставляя выражение (22), получим:

$$9.23\rho_w b_0^2 u_0^2 = \rho_a r^2 \varphi_0 u_m^2 \int_0^1 (1 - \bar{y}^{1.5})^4 d\bar{y} + 26.7\rho_w b_0^2 u_0 u_m \int_0^1 (1 - \bar{y}^{1.5})^5 d\bar{y}. \quad (23)$$

Вычислим интегралы

$$I_4 = \int_0^1 (1 - \bar{y}^{1.5})^4 d\bar{y} = 0.316, \quad (24)$$

$$I_5 = \int_0^1 (1 - \bar{y}^{1.5})^5 d\bar{y} = 0.278. \quad (25)$$

После расчета коэффициентов формула (23) сведется к квадратному уравнению относительно  $u_m$ :

$$0.0342\rho_a r^2 \varphi_0 u_m^2 + 0.804\rho_w b_0^2 u_0 u_m - \rho_w b_0^2 u_0^2 = 0.$$

Его положительный корень составляет

$$u_m = \frac{11.75\rho_w b_0^2 u_0}{\rho_a \varphi_0 r^2} \times \left( \sqrt{1 + \frac{0.212\rho_a \varphi_0 r^2}{\rho_w b_0^2}} - 1 \right). \quad (26)$$

Для достаточно больших  $r$ , при которых дробный член под радикалом значительно больше единицы (для  $\varphi_0 = (2 \dots 3)$  рад это примерно соответствует условию  $r > 200b_0$ ), последнюю формулу можно упростить:

$$u_m \approx \frac{5.4b_0 u_0}{r} \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_a \varphi_0}}. \quad (27)$$

В безразмерном виде соотношения (26) и (27) имеют следующий вид:

$$\bar{u}_m = \frac{11.75\rho_w}{\rho_a \varphi_0 \bar{r}^2} \left( \sqrt{1 + \frac{0.212\rho_a \varphi_0 \bar{r}^2}{\rho_w}} - 1 \right), \quad (28)$$

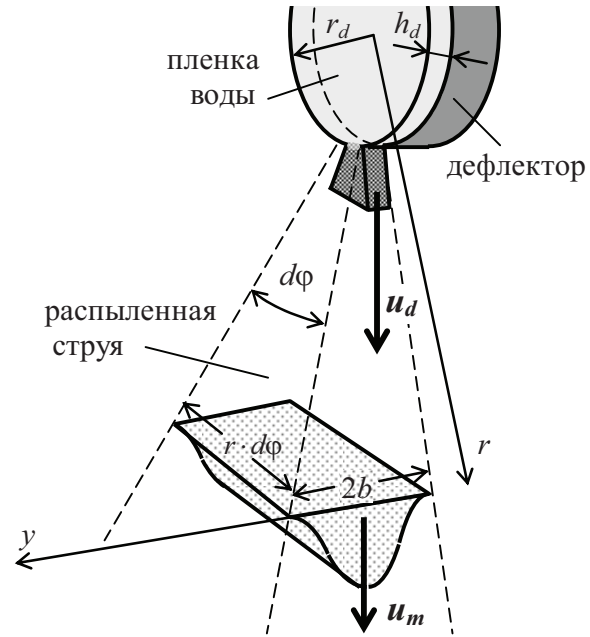


Рис. 9. К расчету параметров распыленной струи

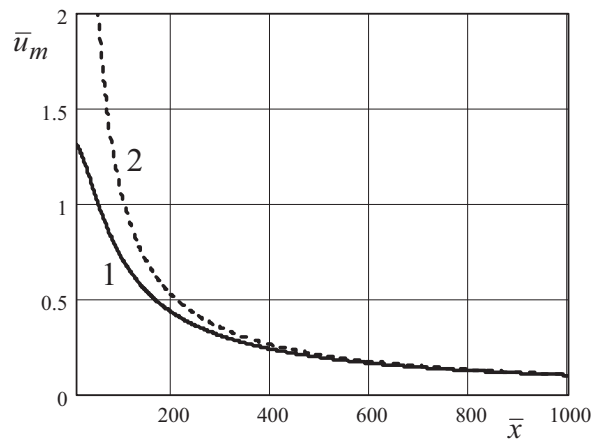


Рис. 10. Расчет зависимостей  $\bar{u}_m(\bar{r})$

$$\bar{u}_m \approx \frac{5.4}{\bar{r}} \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_a \varphi_0}}, \quad (29)$$

где  $\bar{u}_m = u_m/u_0$ ;  $\bar{r} = r/b_0$ .

Результат расчета графических зависимостей  $\bar{u}_m(\bar{r})$  по формулам (28) (кривая 1) и (29) (кривая 2) для  $\varphi_0 = 2.5$  рад представлен на рис. 10. “Нефизичный” результат  $\bar{u}_m(0) > 1$ , полученный при расчете по формуле (28) (кривая 1), объясняется тем, что при  $r \rightarrow 0$ , соответствующем начальному участку струи, нельзя применять некоторые соотношения, использованные при выводе форму-

лы (28) (например, (2), (9), (10)). К ошибке привела именно экстраполяция этих формул на начальный участок. Заметим, однако, что объект наших расчетов – основной участок струи  $\bar{r} > 200$ , для которого все указанные соотношения справедливы.

Подставив выражение (27) в формулу (22), получим зависимость массовой доли воды на оси струи от безразмерного расстояния  $\bar{r}$ :

$$w_{mm} = \frac{4.94}{\bar{r}} \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_a \varphi_0}}. \quad (30)$$

Используя (9), получим расчетную формулу для массовой доли воды в произвольной точке СРВ с безразмерными координатами  $\bar{r}$  и  $\bar{y}$ :

$$w_m = \frac{4.94}{\bar{r}} \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_a \varphi_0}} (1 - \bar{y}^{1.5}). \quad (31)$$

Объемная и массовая доли воды в СРВ связаны соотношением

$$w_v = w_m \frac{\rho_a}{\rho_w}. \quad (32)$$

Из выражения (31) найдем

$$w_v = \frac{4.94}{\bar{r}} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w \varphi_0}} (1 - \bar{y}^{1.5}). \quad (33)$$

Толщина эквивалентного слоя воды для однородного (т. е. при  $w_v = \text{const}$ ) плоского слоя распыленной воды толщиной  $l$  составляет

$$l_{eq} = w_v l. \quad (34)$$

Для неоднородного слоя, в котором величина  $w_v$  изменяется вдоль оси  $y$ , перпендикулярной к данному слою, получим уже

$$l_{eq} = \int_0^l w_v dy. \quad (35)$$

Для рассмотренной выше СРВ величина  $w_v$  определяется формулой (33), а толщина струи будет  $l = 2b$ . В этом случае

$$l_{eq} = \frac{9.88}{r} b_0 \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w \varphi_0}} b \int_0^1 (1 - \bar{y}^{1.5}) d\bar{y}.$$

Вычислим входящий сюда интеграл:

$$I_1 = \int_0^1 (1 - \bar{y}^{1.5}) d\bar{y} = 0.6. \quad (36)$$

Учтя, что  $b = 0.16r$  (см. (10)), найдем:

$$l_{eq} = 0.95 b_0 \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w \varphi_0}}. \quad (37)$$

Таким образом, толщина эквивалентного слоя воды в плоской веерной струе, создаваемой щелевым оросителем (см. рис. 6), не зависит от расстояния  $r$  и на основном участке струи сохраняет постоянное значение, являющееся функцией только радиуса сопла и угла раствора струи.

### 3. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ВОДЯНОЙ ЗАВЕСЫ, СОЗДАННОЙ ЛИНЕЙКОЙ ОРОСИТЕЛЕЙ

Как правило, реальные водяные завесы создаются не одним, а несколькими дренчерными оросителями (иногда, несколькими их десятками), расположенными последовательно в ряд с определенным шагом. Расстояние между оросителями проектируется таким образом, чтобы обеспечить взаимное перекрытие создаваемых ими распыленных струй и образовать сплошную водяную завесу без промежутков. Ее расчет должен учитывать взаимодействие распыленных струй от отдельных оросителей в зонах их перекрытия.

На рис. 11 схематически показан фрагмент водяной завесы, образованный дренчерными оросителями Д1, Д2, Д3. Цифрами 1 обозначены невозмущенные зоны распыленных струй (их методика расчета представлена выше), а цифрами 2 – зоны перекрытия струй, в которых необходимо учесть их взаимное влияние. Стрелками ориентировочно показаны поля скоростей в соответствующих зонах.

На рис. 11 показана верхняя часть водяной завесы, для которой характерна наибольшая неоднородность ее структуры, а на рис. 12 – схематическое изображение в полном объеме. В нижней части завесы происходит взаимное перемешивание струй и выравнивание параметров. Вследствие этого при удалении от оросителей (в направлении  $x$ ) она становится более однородной как по концентрации капель, так и по скоростям их движения. Таким образом, зависимость параметров струй от координаты  $z$  при увеличении  $x$  становится менее выраженной.

Представленный ниже расчет выполнен в предположении об однородной структуре нижней части водяной завесы. Скорость воздушно-капельной смеси максимальна в ее центральной плоскости, т. е. вертикальной плоскости, проходящей через линейку оросителей, и монотонно уменьшается при возрастании  $x$ . При удалении от центральной плоскости, что соответствует возрастанию  $|y|$ , скорость и массовая доля воды уменьшаются. Будем считать, что их профили соответствуют формулам (2) и (9). Взаимное вли-



яние струй приводит к тому, что в нижней части центральной плоскости скорость направлена вертикально, в отличие от изолированной веерной струи, где скорость направлена радиально относительно оросителя.

Учитывая трансляционную симметрию данной системы, возникающую благодаря периодическому повторению параметров вдоль оси  $z$  с шагом  $\Delta z$ , равным расстоянию между оросителями, расчет выполним только для элемента водяной завесы длиной  $\Delta z$  (см. рис. 12).

Для нахождения осевой скорости и массовой доли воды применим законы сохранения импульса и массы. Чтобы составить первое уравнение, приравняем проекции на вертикальную ось суммарного импульса секундного потока струи в двух сечениях – невозмущенной зоне (зона 1 на рис. 11) и на произвольном расстоянии  $x$  от оросителя в нижней однородной зоне. Учитывая радиальный характер струи в зоне 1 и течение, близкое к плоскопараллельному, в нижней зоне, получим следующее уравнение:

$$\frac{0.94\rho_w\pi b_0^2 u_0^2}{\varphi_0} \int_0^{\varphi_0/2} \cos \varphi d\varphi = \Delta z \int_0^b \rho_s u^2 dy. \quad (38)$$

Здесь  $\varphi$  – угол вектора скорости элемента струи (см. рис. 6) относительно оси  $x$  (для зоны 1). На основании закона сохранения массы воды получим второе уравнение:

$$\rho_w \pi b_0^2 u_0 = 2\Delta z \int_0^b \rho_a u dy. \quad (39)$$

Далее, с учетом соотношений и обозначений (2), (4), (5), (9), (10), (21), (24), (25) в результате преобразования уравнений (38) и (39) получим

$$\frac{0.94\pi\rho_w b_0^2 u_0^2}{\varphi_0} \sin \frac{\varphi_0}{2} = 0.16\rho_a x \Delta z u_m^2 (I_4 + I_5 w_{mm}), \quad (40)$$

$$\pi\rho_w b_0^2 u_0 = 0.3I_3 \rho_a \Delta z x u_m w_{mm}. \quad (41)$$

Из соотношения (41) найдем осевое значение массовой доли воды:

$$w_{mm} = \frac{\pi\rho_w b_0^2 u_0}{0.3I_3 \rho_a \Delta z x u_m}. \quad (42)$$

После подстановки выражения (42) в формулу (40) и учета численных значений интегралов

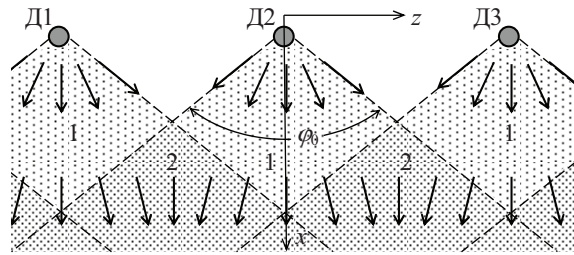


Рис. 11. Схема перекрытия распыленных струй водяной завесы

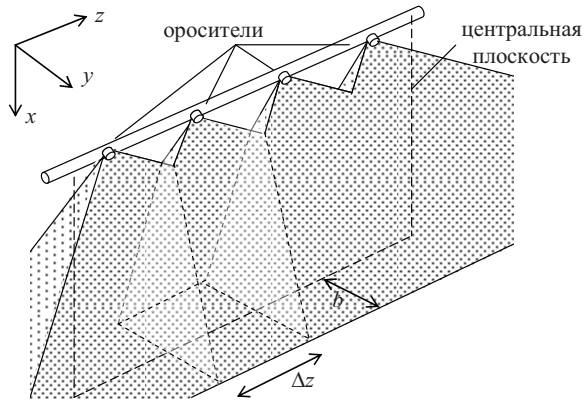


Рис. 12. Схема водяной завесы

$I_3, I_4, I_5$  придем к квадратному уравнению относительно  $u_m$ :

$$0.0506\rho_a x \Delta z u_m^2 + 1.13\rho_w b_0^2 u_0 u_m - \frac{2.95\rho_w b_0^2 u_0^2}{\varphi_0} \sin \frac{\varphi_0}{2} = 0.$$

Его положительный корень будет

$$u_m = \frac{11.2\rho_w b_0^2 u_0}{\rho_a \Delta z x} \times \left( \sqrt{1 + \frac{0.468\rho_a \Delta z x \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\rho_w b_0^2 \varphi_0}} - 1 \right). \quad (43)$$

В безразмерном виде формула (43) имеет следующий вид:

$$\bar{u}_m = \frac{11.2\rho_w}{\rho_a \Delta z \bar{x}} \times \left( \sqrt{1 + \frac{0.47\rho_a \bar{\Delta z} \bar{x} \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\rho_w \varphi_0}} - 1 \right), \quad (44)$$

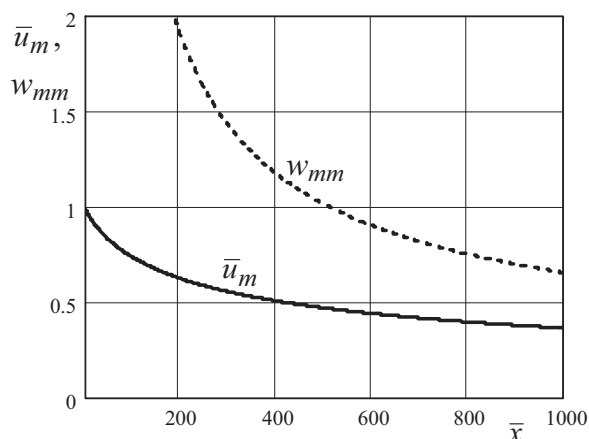


Рис. 13. Расчет зависимостей  $\bar{u}_m(\bar{x})$  и  $w_{mm}(\bar{x})$

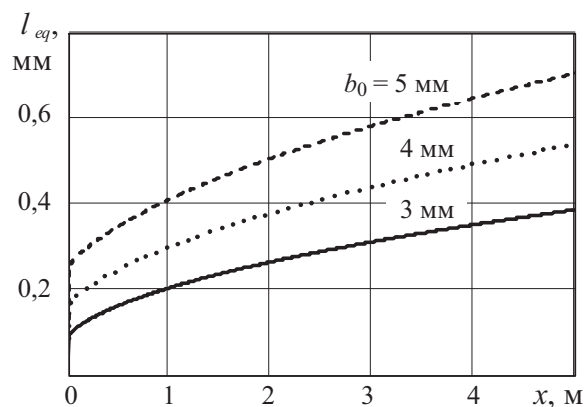


Рис. 14. Расчет зависимостей  $l_{eq}(x)$  для разных радиусов сопла оросителя

где  $\bar{\Delta}z = \Delta z / b_0$ .

Подставив соотношение (43) в (42), получим зависимость массовой доли воды в центральной плоскости водяной завесы, представляющей собой однородную зону, от безразмерного расстояния  $\bar{x}$ :

$$w_{mm} = \frac{2.54}{\sqrt{1 + \frac{0.47\rho_a \bar{\Delta}z \bar{x} \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\rho_w \varphi_0} - 1}}. \quad (45)$$

Пример расчета зависимостей  $\bar{u}_m(\bar{x})$  и  $w_{mm}(\bar{x})$  по формулам (44) и (45) для  $\varphi_0 = 2.5$  рад и  $\bar{\Delta}z = 100$  представлен на рис. 13. Используя данный профиль, получаем расчетную формулу для массовой доли воды в произвольной точке водяной завесы в пределах однородной зоны, имеющей

безразмерные координаты  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$ :

$$w_m = \frac{2.54(1 - \bar{y}^{1.5})}{\sqrt{1 + \frac{0.47\rho_a \bar{\Delta}z \bar{x} \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\rho_w \varphi_0} - 1}}. \quad (46)$$

Объемную долю воды в водяной завесе  $w_v$  найдем с помощью выражения (32):

$$w_v = \frac{2.54\rho_a(1 - \bar{y}^{1.5})}{\rho_w \left( \sqrt{1 + \frac{0.47\rho_a \bar{\Delta}z \bar{x} \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\rho_w \varphi_0} - 1} \right)}.$$

Толщину эквивалентного слоя водяной завесы получим из формулы (35). После интегрирования по  $y$  с учетом соотношений (10) и (36) найдем

$$l_{eq} = \frac{0.41\rho_a x}{\rho_w \left( \sqrt{1 + \frac{0.42\rho_a \Delta z x \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\rho_w \varphi_0 b_0^2} - 1} \right)}. \quad (47)$$

Эта величина является важнейшей характеристикой водяной завесы, от которой непосредственно зависит основной параметр, характеризующий ее экранирующую способность – коэффициент пропускания теплового излучения [11, 12].

На рис. 14 представлено семейство графических зависимостей толщины эквивалентного слоя от  $x$  для разных величин  $b_0$  при  $\Delta z = 0.5$  м. На их основании можно сделать вывод о том, что при возрастании  $x$  толщина эквивалентного слоя и, соответственно, эффективность теплового экранирования водяной завесы возрастают. Таким образом, при верхнем расположении оросителей нижняя часть дренчерной завесы имеет более высокую эффективность экранирования, чем верхняя.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе теории затопленных струй разработаны математическая модель и расчетная методика для определения некоторых параметров (геометрических размеров, скорости движения, объемной доли воды, толщины эквивалентного слоя воды) веерных распыленных водяных струй, образованных с помощью дренчерных щелевых оросителей. Выведены расчетные формулы для одиночной веерной струи, а также для водяной завесы, созданной с помощью линейки щелевых оросителей.

Эти результаты позволяют усовершенствовать развитую в работах [11, 12] математическую модель теплового экранирования с помощью водяных завес и расширить ее возможности. Полученные расчетные соотношения позволяют определить по заданным конструктивным характеристикам указанные выше параметры, необходимые для проектирования водяных завес. Следует отметить, что до сих пор для их определения использовались весьма сложные экспериментальные измерения или компьютерное моделирование.

Дальнейшее развитие представленной математической модели будет связано с учетом влияния на расчетные параметры гравитационного поля. Кроме того, предполагается выполнить комплекс экспериментальных исследований с целью проверки адекватности модельных оценок, а также определения реальных числовых коэффициентов, присутствующих в основных расчетных формулах.

1. McGrattan K., Baum H. R., Hamins A. Thermal radiation from large pool fires / NISTIR 6546.– Gaithersburg, MD: Nat. Inst. Standard. Technol, 2000.– 34 p.
2. Драйздейл Д. Введение в динамику пожаров.– М.: Стройиздат, 1990.– 424 с.
3. Жаров А., Зархин А., Митрофанова М. Дренчерные завесы: теория и практика // БДИ.– 2006.– № 5(68).– С. 24–28.
4. Собещанський Д. І., Анохін Г. О., Склизкова Л. А. Водяні завіси в системах забезпечення протипожежного захисту об'єктів різного призначення // Наук. вісн. УкрНДІПБ.– 2010.– № 2(22).– С. 148–153.
5. Sacadura J.-F. Radiative heat transfer in fire safety science // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.– 2005.– 93, № 1-3.– P. 5–24.
6. Santangelo P. E., Tartarini P. Fire control and suppression by water-mist systems // Open Thermodyn. J.– 2010.– 4.– P. 167–184.
7. Murrell J. V., Crowhurst D., Rock P. Experimental study of the thermal radiation attenuation of sprays from selected hydraulic nozzles // Proc. Halon Options Tech. Work. Conf.– Albuquerque, NM, 1995.– P. 369–378.
8. Roberts G. V. An experimental investigation of thermal absorption by water sprays / Rep. № 2.– Home Office Fire Res. Develop. Group, 2010. – 38 p.
9. Мешман Л. М., Цариченко С. Г., Былинкин В. А., Алешин В. В., Губин Р. Ю. Проектирование водяных и пенных автоматических установок пожаротушения / под ред. Н. П. Копылова.– М.: ВНИИПО МЧС РФ, 2002.– 413 с.
10. Мешман Л. М., Цариченко С. Г., Былинкин В. А., Алешин В. В., Губин Р. Ю. Оросители водяных и пенных автоматических установок пожаротушения: Учебно-методическое пособие / под ред. Н. П. Копылова.– М.: ВНИИПО МЧС РФ, 2002.– 315 с.
11. Виноградов А. Г. Методика расчета экранирующих свойств водяных завес // Пожаровзрывобезопасность.– 2014.– 23, № 1.– С. 45–57.
12. Виноградов А. Г. Влияние неоднородности пространственного распределения капель на экранирующие свойства водяной завесы // Вісн. НТУУ КПІ, сер. Машинобудування.– 2014.– 72.– С. 195–200.
13. Хашель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса.– М.: Мир, 1976.– 632 с.
14. Sheppard D. T. Spray characteristic of fire sprinklers / NIST GCR 02-838.– Gaithersburg, MD: Nat. Inst. of Standard. Technol, 2002.– 206 p.
15. Виноградов А. Г. Учет вторичных воздушных потоков при математическом моделировании распыленных водяных струй // Пожаровзрывобезопасность.– 2011.– 20, № 2.– С. 29–33.
16. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй.– М.: Гос. издат. физ.-мат. лит, 1984.– 716 с.
17. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика: часть 1.– М.: Наука, 1991.– 600 с.
18. Пажи Д. Г., Галустов В. С. Основы техники распыливания жидкостей.– М.: Химия, 1984.– 256 с.
19. Dombrowski N., Johns W. R. The aerodynamics instability and disintegration of viscous liquid sheets // Chem. Eng. Sci.– 1963.– 18.– P. 97–104.
20. Marshall A. W., Di Marzo M. Modelling aspects of sprinkler spray dynamics in fires // Process Safety Environ. Protect.– 2004.– 82.– P. 97–104.
21. Wu D., Guillemain D., Marshall A. W. A modeling basis for predicting the initial sprinkler spray // Fire Safety J.– 2004.– 42, № 4.– P. 283–294.