

*В.П.Ольшанский, д.ф.-м.н, профессор (Академія цивільного захисту України)
С.В.Ольшанский, аспірант, (НТУ «ХПИ»)*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ КАПЛИ ОГНЕТУШАЩЕГО ВЕЩЕСТВА С УЧЕТОМ ВСТРЕЧНОГО ИЛИ ПОПУТНОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

Предложен приближенный способ построения траектории движения испаряющейся капли и расчета дальности эффективной подачи огнетушащего вещества (ОВ) при наличии встречного или попутного воздушного потока. Проведено сравнение результатов, к которым приводят построенные приближенные формулы, с результатами численного интегрирования нелинейных дифференциальных уравнений движения с переменными коэффициентами на персональном компьютере.

Состояние проблемы. При использовании установок импульсного пожаротушения образуется мелкодисперсная струя, которая имеет большую начальную скорость полета. Движущиеся капли жидкости быстро тормозятся и испаряются в ходе движения. Для эффективного использования ОВ требуется, чтобы в момент достижения горячей поверхности радиус капли составлял не меньше половины исходного радиуса [1]. Таким образом, при наличии испарения нужен обоснованный расчет дальности эффективной подачи ОВ.

Анализ имеющихся исследований и публикаций. Динамика испаряющейся капли жидкости рассматривалась в монографиях [1, 2]. Там вводилось предположение, что убывание радиуса капли за счет испарения пропорционально времени ее движения. Его сохраним и в настоящем исследовании. При составлении уравнений движения в публикациях [1, 2] учитывалось действие реактивной силы, порожденной убыванием массы движущейся частицы, а также действие силы аэродинамического сопротивления. Последняя принималась пропорциональной квадрату скорости обтекания капли воздушным потоком. В данной работе квадратичную зависимость заменяем более общей степенной зависимостью с положительным показателем степени. Кроме того учитываем возможное наличие встречного или попутного воздушного потока, чего не делали авторы отмеченных выше публикаций.

Постановка задачи и ее решение. Траекторию распыленной струи представляем в виде пучка (семейства) отдельных линий, по которым движутся капли ОВ. Не учитывая взаимодействие жидких частиц в ходе полета, отдельные линии получаем варьированием условий истечения капель. Каждой линии соответствуют свои начальные условия. Таким образом, задача построения траектории распыленной струи сводится к построению отдельных (и в первую очередь граничных) линий, по которым движутся капли.

Для расчета абсциссы $x(t)$ и ординаты $y(t)$, определяющих положение капли на траектории в момент времени t , воспользуемся системой нелинейных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \dot{x} + \frac{\alpha}{r_0 - \gamma t} (\dot{x} + V_1) [(\dot{x} + V_1)^2 + \dot{y}^2]^v &= 0; \\ \dot{y} + \frac{\alpha}{r_0 - \gamma t} \dot{y} [(\dot{x} + V_1)^2 + \dot{y}^2]^v &= g. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь r_0 – начальный радиус капли; γ – скорость убывания радиуса капли за счет испарения; α – коэффициент аэродинамического сопротивления; V_1 – скорость

горизонтального воздушного потока; g – ускорение свободного падения; $\nu \geq 0$ – показатель степени; точка означает производную по времени t .

Положительным V_1 соответствует встречный воздушный поток, а отрицательным – попутный.

При $\nu = 0$ имеем линейную модель движения. Случай $\nu = 0,5$ соответствует квадратичному сопротивлению, которое принималось в работах [1, 2].

Заметим, что введение степенной зависимости в работе [3] позволило приблизить расчетные длины диспергированной струи к опытным данным. Но там не учитывалось испарение частиц жидкости.

В качестве начальных условий принимаем

$$x(0) = y(0) = 0; \quad \dot{x}(0) = \nu_1; \quad \dot{y}(0) = \nu_2, \quad (2)$$

что соответствует положению системы координат, показанному на рисунке 1.

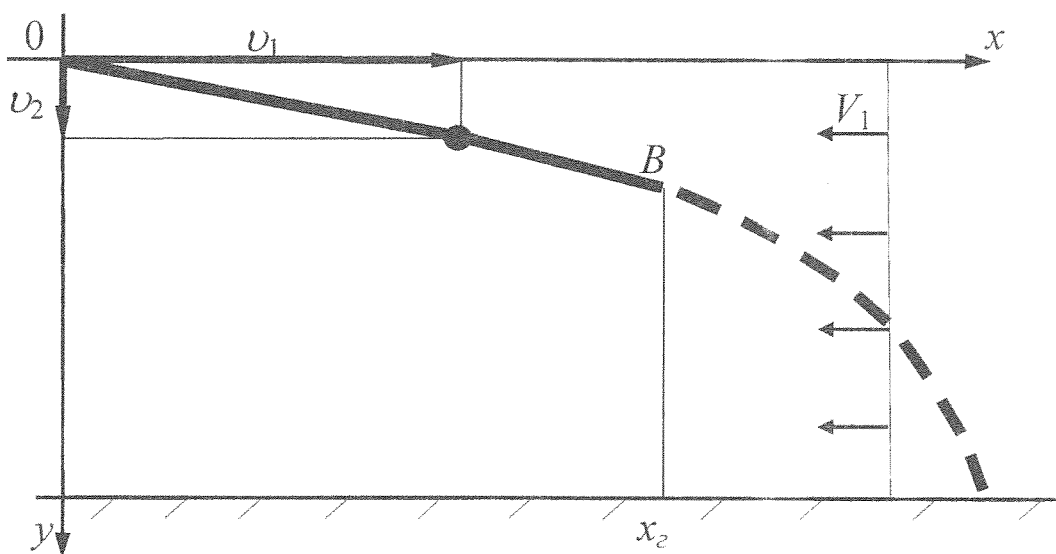


Рис. 1. Траектория движения капли OB

Условно пунктиром отмечена та часть траектории, где текущий радиус капли $r = r_0 - \gamma t < 0,5r_0$. Зона эффективной подачи OB указана сплошной линией. В ней $x \leq x_2$. Поэтому важно правильно определять x_2 .

Аналитическое решение задачи Коши при $\nu > 0$ не представляется возможным. В связи с этим будем проводить численное интегрирование системы (1) на персональном компьютере. Для этого воспользуемся пошаговым методом [3], согласно которому в момент времени $t = t_n = n\Delta t$, на n -ом шаге разбиения Δt , проекции скорости и координаты капли определяются по формулам

$$\begin{aligned} \dot{x}(t_n) &= \nu_{1n} - V_1; & \dot{y}(t_n) &= \nu_{2n}; \\ x(t_n) &= x_n - V_1 t_n; & y(t_n) &= y_n, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\nu_{1(i+1)} = \nu_{1i} + a_{1i} \cdot \Delta t + \frac{1}{2} a_{2i} (\Delta t)^2;$$

$$\begin{aligned}
v_{2(i+1)} &= v_{2i} + b_{1i} \cdot \Delta t + \frac{1}{2} b_{2i} (\Delta t)^2; \\
x_{i+1} &= x_i + v_{1i} \cdot \Delta t + \frac{1}{2} a_{1i} (\Delta t)^2 + \frac{1}{6} a_{2i} (\Delta t)^3; \\
y_{i+1} &= y_i + v_{2i} \cdot \Delta t + \frac{1}{2} b_{1i} (\Delta t)^2 + \frac{1}{6} b_{2i} (\Delta t)^3; \\
a_{1i} &= -\frac{\alpha v_{1i}}{r_0} (v_{1i}^2 + v_{2i}^2)^\gamma; \quad b_{1i} = g - \frac{\alpha v_{2i}}{r_0} (v_{1i}^2 + v_{2i}^2)^\gamma; \\
a_{2i} &= -\frac{\alpha}{r_0} \left[\frac{a_{1i} r_0 + \gamma v_{1i}}{r_0} (v_{1i}^2 + v_{2i}^2)^\gamma + 2v_{1i} (v_{1i}^2 + v_{2i}^2)^{\gamma-1} (v_{1i} a_{1i} + v_{2i} b_{1i}) \right]; \\
b_{2i} &= -\frac{\alpha}{r_0} \left[\frac{b_{1i} r_0 + \gamma v_{2i}}{r_0} (v_{1i}^2 + v_{2i}^2)^\gamma + 2v_{2i} (v_{1i}^2 + v_{2i}^2)^{\gamma-1} (v_{1i} a_{1i} + v_{2i} b_{1i}) \right]; \\
i &= \overline{0; (n-1)}.
\end{aligned}
\tag{4}$$

На первом шаге ($i=0$): $v_{10} = v_1 + V_1$; $v_{20} = v_2$, что соответствует начальным условиям (2).

Проанализируем результаты расчета траектории капли при $r_0 = 0,00008$ м; $\gamma = 0,0001$ м/с; $v_1 = 120$ м/с; $v_2 = 2$ м/с; $V_1 = 0$. Размер капле и скорость истечения близки к тому, что дает импульсная установка пожаротушения «Тайфун». Коэффициент аэродинамического сопротивления α принимаем связанным с показателем ν таким образом, что $\alpha (v_1^2 + v_2^2)^{\nu+0,5} = const = 0,14404$ м²/с². Это условие обеспечивает постоянство силы сопротивления движению капли в момент ее истечения, т.е. независимость ее от ν при $t = 0$. Полученные функции $x(t)$ и $y(t)$ графически представлены на рисунках 2 и 3 для пяти значений ν . Расчеты показали, что $x(t)$ и $y(t)$ существенно зависят от величины показателя ν . Это позволяет проводить идентификацию значений α и ν по замеренным величинам $x(t)$ и $y(t)$ в фиксированные моменты времени.

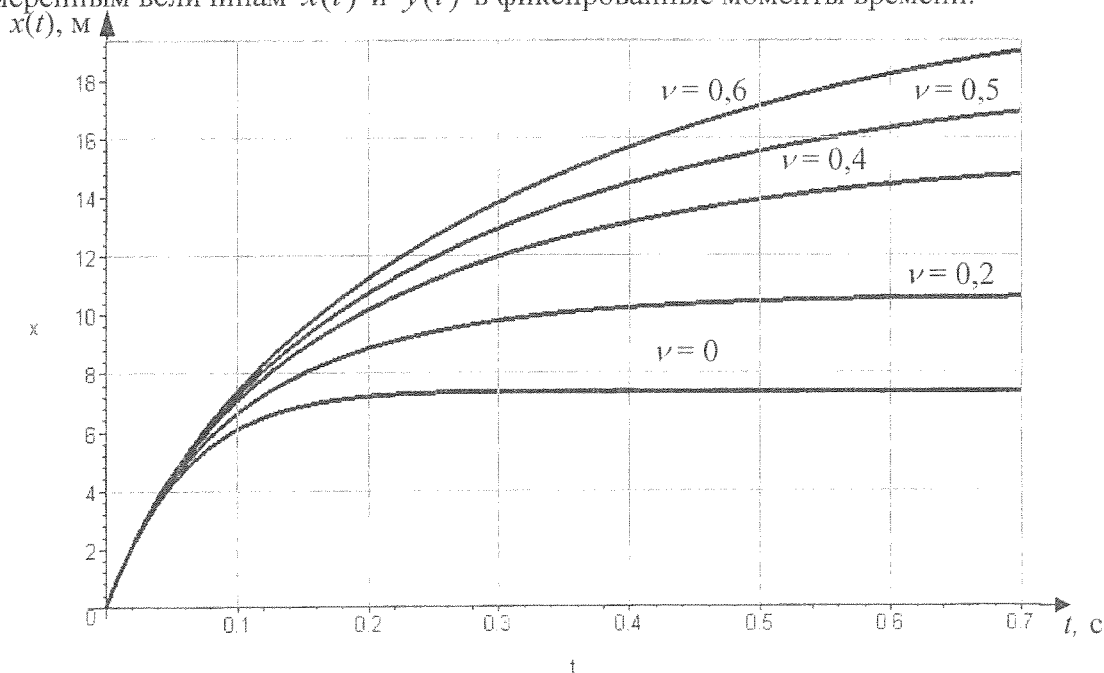


Рис. 2. Зависимость $x(t)$

Информация о влиянии ветрового потока на величину x_2 содержится в таблицах 1 и 2. Расчет проведен с помощью формул (3) и (4) при $r_0 = 0,00008$ м; $\gamma = 0,0001$ м/с; $\nu = 0,5$; $u_1 = 120$ м/с; $u_2 = 0$ и различных V_1 . Положительным V_1 соответствует встречный воздушный поток, а отрицательным V_1 – попутный. Исследование показало, что рассматриваемый фактор существенно влияет на дальность эффективной подачи ОВ, несмотря на то, что $|V_1| \ll u_1$. Как и следовало ожидать, встречный поток уменьшает дальность эффективной подачи ОВ, а попутный – увеличивает ее.

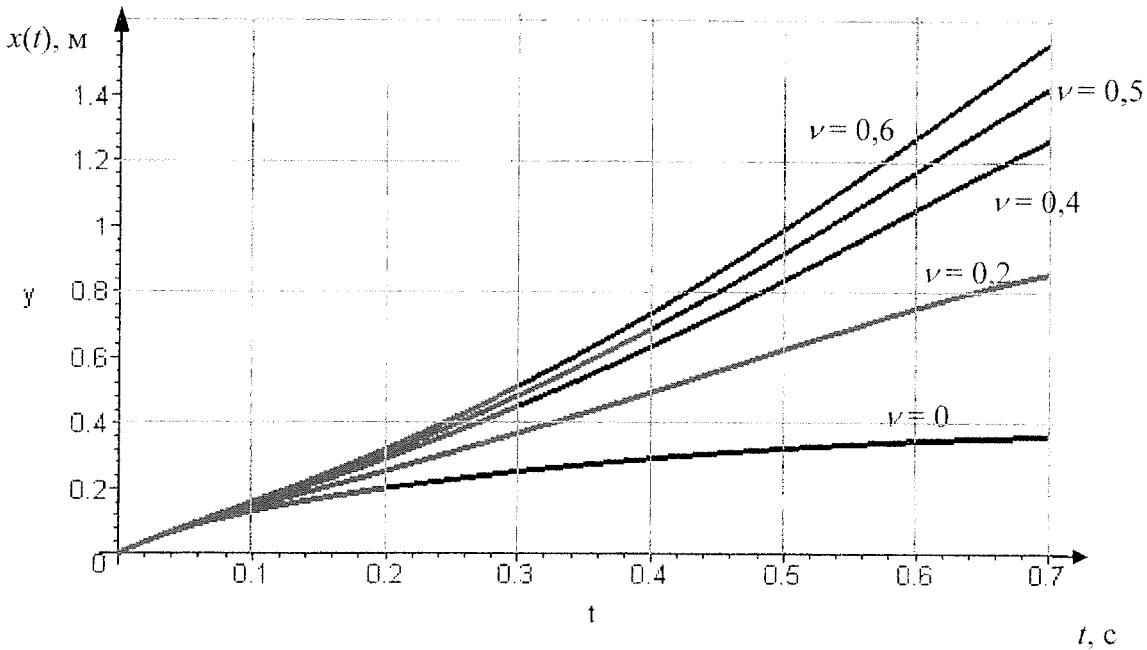


Рис. 3. Зависимость $y(t)$

Таблица 1. Значения x_2 при встречном ветре

$V_1, \text{м/с}$	2	4	6	8	10
$x_2, \text{м}$	13,78	13,08	12,39	11,69	10,99
$x_2^*, \text{м}$	13,99	13,30	12,60	11,90	11,20

Таблица 2. Значения x_2 при попутном ветре

$V_1, \text{м/с}$	-2	-4	-6	-8	-10
$x_2, \text{м}$	15,17	15,86	16,55	17,24	17,92
$x_2^*, \text{м}$	15,38	16,07	16,76	17,44	18,13

При малых отношениях $|u_2|u_1^{-1}$ приближенное определение x_2 можно провести без численного интегрирования уравнений (1). В случае больших u_1 на начальном этапе движения допустимо пренебречь слагаемым \dot{y}^2 по сравнению с $(\dot{x} + V_1)^2$. Тогда первое уравнение системы (1) будет независимым от второго и примет вид

$$\ddot{x} + \frac{\alpha}{r_0 - \gamma t} (\dot{x} + V_1)^{2\nu+1} = 0. \quad (5)$$

Аналитическое интегрирование его в нелинейном случае ($\nu > 0$) приводит к следующей зависимости

$$\dot{x}(t) = \left[\frac{1}{(\nu_1 + V_1)^{2\nu}} - \frac{2\nu\alpha}{\gamma} \ln \left(1 - \frac{\gamma t}{r_0} \right) \right]^{\frac{1}{2\nu}} - V_1. \quad (6)$$

Заметим, что при $\gamma = 0$, уравнение типа (5) применяли в работе [3] для расчета протяженности квазигоризонтальных струй.

Дальность эффективной подачи ОВ представляется интегралом

$$x_2 = \int_0^{t^*} \dot{x}(t) dt, \quad t^* = 0,5 r_0 \gamma^{-1}, \quad (7)$$

который не выражается в элементарных функциях.

Его приближенное аналитическое интегрирование несложно провести при квадратичном сопротивлении движению, когда $\nu = 0,5$. Учитывая малость $\gamma t r_0^{-1}$, заменим в выражении (6) логарифмическую функцию отрезком ее степенного ряда из двух членов. Поставив полученное приближенное выражение $\dot{x}(t)$ в (7), находим

$$x_2^* = \begin{cases} \frac{r_0}{\alpha a} \ln \frac{(1,5 - a)(1 + a)}{(1,5 + a)(1 - a)} - S_2 & \text{при } 2\gamma < \alpha(\nu_1 + V_1) \\ \frac{2}{3} \frac{r_0}{\alpha} - S_2 & \text{при } 2\gamma = \alpha(\nu_1 + V_1) \\ \frac{2r_0}{\alpha b} \operatorname{arctg} \frac{b}{3 + 2b^2} - S_2 & \text{при } 2\gamma > \alpha(\nu_1 + V_1). \end{cases} \quad (8)$$

$$\text{Здесь } a = \sqrt{1 - \frac{2\gamma}{\alpha(\nu_1 + V_1)}}; \quad b = \sqrt{\frac{2\gamma}{\alpha(\nu_1 + V_1)} - 1}; \quad S_2 = \frac{V_1 r_0}{2\gamma}.$$

Формула (8) дает значения x_2 с избытком, о чем свидетельствуют величины x_2^* , записанные в последних строчках таблиц 1 и 2. Расхождения между x_2 и x_2^* не превышают двух процентов, что позволяет определять x_2 при $\nu = 0,5$ с помощью простой формулы (8).

В случае $\nu \neq 0,5$ дальность эффективной подачи можно оценить по формуле

$$x_2^* = \frac{r_0}{2\tilde{\alpha}(2\nu - 1)(\nu_1 + V_1)^{2\nu-1}} \left\{ \left[1 + \frac{2\nu\tilde{\alpha}}{\gamma} (\nu_1 + V_1)^{2\nu} \right]^{\frac{2\nu-1}{2\nu}} - 1 \right\} - S_2, \quad (9)$$

в которой $\tilde{\alpha} = 2(1 - \ln 2)\alpha$.

Она дает значения интеграла (7) с недостатком, т.е. занижает фактические значения x_2 . Это подтверждают результаты расчетов, при $\alpha v_1^{2\nu+1} = 0,144 \text{ м}^2/\text{с}^2$ и прежних остальных параметрах. Для двух значений ν они записаны в таблицах 3 и 4. Указанные x_2 вычислены путем численного интегрирования уравнений (1), а x_2^* – по формуле (9).

Таблица 3. Значения x_2 при $\nu = 0,2$

$V_1, \text{ м/с}$	2	4	6	8	10
$x_2, \text{ м}$	9,56	8,88	8,20	7,51	6,83
$x_2^*, \text{ м}$	8,78	8,09	7,39	6,69	6,00

Таблица 4. Значения x_2 при $\nu = 0,4$

$V_1, \text{ м/с}$	2	4	6	8	10
$x_2, \text{ м}$	12,44	11,75	11,06	10,36	9,67
$x_2^*, \text{ м}$	11,76	11,06	10,35	9,65	8,94

Здесь расхождения между x_2 и x_2^* более существенны, чем в таблицах 1 и 2, т.е. формула (9) менее точна, чем формула (8).

О влиянии скоростей истечения и испарения капли на дальность эффективной подачи ОВ позволяют судить числа в таблице 5. Значения x_2 вычислены при $r_0 = 0,0001 \text{ м}$; $\gamma = 0,00001 \text{ м/с}$; $v_2 = 0$; $V_1 = 0$; $\nu = 0,5$ и различных v_1 и γ с помощью формул (3) и (4).

Таблица 5. Значения x_2 для различных v_1 и γ

$v_1, \text{ м/с}$	$\gamma = 10^{-4}, \text{ м/с}$	$\gamma = 2 \cdot 10^{-4}, \text{ м/с}$	$\gamma = 3 \cdot 10^{-4}, \text{ м/с}$	$\gamma = 4 \cdot 10^{-4}, \text{ м/с}$	$\gamma = 5 \cdot 10^{-4}, \text{ м/с}$
	Значения $x_2, \text{ м}$				
60	12,93	8,64	6,59	5,35	4,52
80	14,98	10,31	8,01	6,59	5,61
100	16,66	11,72	9,23	7,67	6,59
120	18,09	12,94	10,31	8,64	7,47
140	19,33	14,02	11,27	9,51	8,26

Расчеты показывают, что скорость испарения капли существенно влияет на дальность эффективной подачи ОВ. Последняя быстро уменьшается с ростом скорости испарения. Проведенные теоретические исследования позволяют сделать следующие выводы.

Выводы.

1. Предложенная теоретическая модель позволяет учитывать не только нелинейность силы сопротивления движению испаряющейся капли, а также действие встречного или попутного конвективного воздушного потока.

2. Расчет дальности эффективной подачи ОВ, на которой капля уменьшает не более, чем в два раза исходный радиус за счет испарения, можно провести с помощью предложенных приближенных формул, минуя численное интегрирование дифференциальных уравнений движения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамов Ю.А., Росоха В.Е., Шаповалова Е.А. Моделирование процессов в пожарных стволах. - Харьков: Фолио, 2001. - 195 с.
2. Севриков В.В., Карпенко В.А., Севриков И.В. Автоматические быстродействующие системы пожарной защиты. – Севастополь: Изд-во “СевГТУ”, 1996. – 260 с.
3. Ольшанский В.П., Халыпа В.М., Дубовик О.А. Приближенные методы расчета гидравлических пожарных струй. – Харьков: Митець, 2004. – 116 с.

УДК 614.843.

В.В.Ковалишин, к.т.н., с.н.с., В.І.Луц (Львівський інститут пожежної безпеки МНС України)

РОЗРОБКА ПЕРЕСУВНИХ ГЕНЕРАТОРІВ ПОДАЧІ ПІНИ СЕРЕДНЬОЇ КРАТНОСТІ ДЛЯ ГАСІННЯ ЛЕГКОЗАЙМИСТИХ ТА ГОРЮЧИХ РІДИН

В статті розглядається новий спосіб подачі піни середньої кратності на відстань 25-30 м, що достатньо для ефективного гасіння пожеж в цистернах з легкозаймистими та горючими рідинами. Розглядаються методи реалізації цього способу шляхом створення нової конструкції пожежної техніки, приводяться експериментальні характеристики спроектованої установки та технічні характеристики існуючих аналогів.

При гасінні пожеж легкозаймистих та горючих рідин (бензин, нафта, мазут та ін.) пожежно-рятувальними підрозділами МНС України широко використовують генератори піни середньої кратності типу: ГПС – 200, ГПС – 600 та ГПС – 2000, які призначені для отримання піни середньої кратності повітряно-механічної піни продуктивністю 200, 600 та 2000 л/с при кратності піни 100 відповідно. Як відомо [1], гасіння пожежі піною є ефективним лише при певному значенні її кратності, що називається оптимальною кратністю ($K_{\text{опт.}}$) та ефективністю подачі. Для гасіння легкозаймистих рідин в резервуарах $K_{\text{опт.}} = 80 - 150$. Для інших випадків, наприклад гасіння кабельних тунелів $K_{\text{опт.}} = 200 - 250$, а гасіння пожежі у вугільній шахті $K_{\text{опт.}} = 500 - 1000$. Висока кратність піни (відношення об'єму отриманої піни до об'єму вихідного розчину) забезпечує високу ефективність гасіння пожежі, але має один суттєвий недолік – малу дальність подачі струменя піни при її виході із піногенератора. Природа такої властивості піни високої кратності лежить як в її дуже малій питомій масі [2], так і в низькій початковій швидкості отриманої піни, а отже і в низькому значенні кінетичної енергії струменя. Мала довжина струменя піни (3-5 м) потребує наближення пожежного до вогню, що є не завжди можливо, і завжди – небезпечно. Зниження кратності піни призводить до збільшення довжини струменя, але також і до зниження ефективності гасіння пожежі..