

ИНФОРМАТИКА И УПРАВЛЕНИЕ В ТЕХНИЧЕСКИХ И СОЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

УДК 517.927.4: 614.841.1

DOI: 10.46960/1816-210X_2021_2_7

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ДОСТАВКИ ДИСПЕРСНОЙ ВОДЫ В ОЧАГ ЛЕСНОГО ПОЖАРА

М.Н. ИльичеваORCID: 0000-0002-1046-3258 e-mail: poman99@mail.ruНижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева
Нижний Новгород, Россия

С целью оптимизации управления тушением лесного пожара детально проанализированы свойства капля воды различного размера. Осуществлено численное решение двух ключевых задач: испарения каплей воды при движении в нагретой среде и налипания их на элементы растительности. При моделировании вертикального движения и испарения капли учитывались силы тяжести, лобового сопротивления и трения, а также теплообмен с окружающей средой. Принималось, что интенсивность теплообмена пропорциональна площади. При моделировании процесса налипания капли на элементы растительности проведены численные эксперименты и сделана оценка доли дисперсных частиц, которые остаются на препятствии при его обтекании вместе с газовым потоком. Представлены результаты численного моделирования, выявлено, что логит вероятности столкновения дисперсной частицы с элементом растительности находится в зависимости, близкой к линейной от логарифма ее размера. Предполагается, что частицы воды не влияют на скорость газовой фазы, а их движение обусловлено лобовым сопротивлением и инерцией. Проведена оценка проницаемости лесной растительности для дисперсной воды. Показано, что более крупные частицы способны преодолеть область высоких температур, но хуже обтекают препятствия. Использование капсул в активной оболочке, позволяющее преодолеть конвективную колонку и осуществить более эффективное тушение лесного пожара, является прорывной технологией доставки дисперсной воды в зону уязвимости пожара и требует поиска оптимальных режимов сброса капсул.

Ключевые слова: численное моделирование, дисперсная вода, аэродинамика, термодинамика, тушение лесного пожара.

ДЛЯ ЦИТИРОВАНИЯ: Ильичева, М.Н. Об особенностях управления процессом доставки дисперсной воды в очаг лесного пожара // Труды НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2021. №2. С. 7-15. DOI: 10.46960/1816-210X_2021_2_7

DISPERSED WATER DELIVERY INTO A FOREST FIRE EPICENTER: FEATURES OF THE PROCESS CONTROL

M.N. PyichevaORCID: 0000-0002-1046-3258 e-mail: poman99@mail.ruNizhny Novgorod state technical university n.a. R.E. Alekseev
Nizhny Novgorod, Russia

Abstract. In order to optimize the management of forest fire extinguishing, properties of water droplets of various sizes are analyzed in detail. A numerical solution of two key problems is carried out: evaporation of water droplets while moving in a heated environment, and sticking therefore to vegetation elements. When modeling the droplet vertical movement and evaporation, forces of gravity, drag, and friction, as well as heat exchange with the environment, were taken into account. It was assumed that the heat exchange rate was proportional to the area. When modeling the process of droplet sticking to vegetation elements, numerical experiments were performed, and a portion of dispersed particles that remain on the obstacle when it is flown along with the gas flow, was estimated. Numerical modeling results are presented, and it is revealed that the logit of the probability of a dispersed particle colliding with a vegetation element is dependent on the logarithm of its size. It is assumed that water particles do not affect the velocity of the gas

phase, and their movement is due to drag and inertia. The permeability of forest vegetation for dispersed water was estimated. It is shown that larger particles are able to overcome the high temperature region, but they flow past obstacles badly. Use of capsules in active shells, which allows them to overcome the convective column and more effectively extinguish forest fires, is a breakthrough technology for dispersed water delivery to a fire vulnerability zone, and it requires the capsules to be discharged in optimal modes.

Key words: numerical modeling, dispersed water, aerodynamics, thermodynamics, forest fire extinguishing.

FOR CITATION: Ilyicheva M.N. Dispersed water delivery into a forest fire epicenter: features of the process control. Transactions of NNSTU n.a. R.E. Alekseev. 2021. №2. P. 7-15. DOI: 10.46960/1816-210X_2021_2_7

Введение

Рост числа и масштабов лесных пожаров в России [1] и за рубежом [2] показывает, что существующие современные способы борьбы с ними не всегда эффективны. Большое значение имеет выбор средств тушения, наиболее доступным, эффективным и экологичным из которых остается вода. Она поглощает тепловую энергию при нагревании и испарении, блокируя доступ кислорода в зону горения за счет образующегося водяного пара. При тушении лесных пожаров в труднодоступных и отдаленных местах авиационные технологии часто становятся единственным способом ликвидации горения. Однако высокая стоимость и малая производительность [3,4] остаются существенными недостатками авиационного способа пожаротушения. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что простой сброс большого объема воды малоэффективен: значительное ее количество уносится конвективной колонкой. Оставшаяся часть прекращает горение на поверхности, но высокая температура быстро высушивает, и горение возобновляется. Математическое моделирование подтверждает эти факты [5]. Способ и точность подачи воды в зону уязвимости существенно влияет на эффективность тушения [6-8]. Упрощенная модель тушения лесного пожара на основе сброса воды представлена в работе [6]. Предполагается, что вся вода пролетает сверху вниз, а при попадании в нагретую среду происходит ее испарение и снижение температуры среды до точки кипения воды. В работе [7] исследуется мгновенная подача воды в определенную точку без потерь с учетом ее нормального пространственного распределения. Тушение лесного пожара при подаче воды сверху на основе псевдотрехмерной постановки рассмотрено в работе [8]. В работах [6-9] не изучены потери воды, связанные с ее уносом и налипанием на элементы растительности. Одним из способов повышения эффективности тушения лесного пожара является использование диспергированной воды. Современные средства видеорегистрации и визуализации позволили получить точные экспериментальные данные по свободному падению с высоты различных объемов воды. При свободном падении ядра воды с высоты формируется облако мелкодисперсных частиц, которое под воздействием аэродинамических сил растет в вертикальном и горизонтальном направлении [10]. Дисперсная вода оседает, испаряется и при различных условиях может слипаться, разрушаться, стекать и сдуваться ветром.

Моделирование всего комплекса процессов динамики полидисперсной фазы воды при тушении лесного пожара является сложной задачей. Поэтому считаем, что капли представляют собой водяной туман, не имеют инерции и бесконечно малы по размеру. В данной работе представлены решения двух задач. Первая из них – моделирование динамики дисперсных частиц воды конечного размера при движении в пористом слое легко горючих материалов. В задаче определяются характеристики движения и испарения дисперсной воды в слое растительности, а также ее оседание на элементы легко горючих материалов. Вторая задача – двумерное моделирование налипания дисперсных частиц на тело в форме прямоугольника, обтекаемое газодисперсным потоком. В задаче оценивается доля воды, которая налипает на элементы растительности, не достигая очага пожара.

Математическая постановка задачи о движении капли в форме шара в нагретой среде

Рассматривается вертикальное падение шарообразной капли воды в неподвижной нагретой среде по вертикали под действием сил тяжести, трения и сопротивления. Капля движется вдоль оси z вниз. В результате испарения меняются масса и радиус капли. В задаче вычислена оценка количества энергии, поглощаемой каплей по пути движения. Полагаем, что размер капли меняется только в результате испарения в нагретой среде. Для упрощения пренебрегаем разрушением капли на части и слипанием капель.

Для моделирования динамики капли в пространстве используются уравнение движения капли в форме (1):

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = \frac{1}{m} (F_g + F_{fr} + F_{drag}), \\ \frac{dz}{dt} = u, \end{cases} \quad (1)$$

где t – время, с; u – скорость капли, м/с; z – координата капли, м; m – масса, кг; $F_g = mg$ – сила тяжести, Н; $F_{fr} = -6\pi\mu u$ – сила трения, Н; $F_{drag} = -C_F \frac{\rho u^2}{2} S_{pr}$ – сила лобового сопротивления, Н; μ – динамическая вязкость воздуха; $\rho = 1000$ кг/м³ – плотность воды; $S_{pr} = \pi r^2$ – площадь проекции капли на плоскость (для вычисления аэродинамического сопротивления), м²; $C_F = 0,47$ – коэффициент аэродинамического сопротивления; $g = 9,81$ – ускорение свободного падения, м/с².

Для описания теплообмена капли со средой и изменения массы капли будем использовать дифференциальные уравнения, исходящие из предположения, что при температуре окружающей среды, меньшей температуры частицы ($T_p < T_{evap}$), энергия тратится на нагрев капли, а если они равны ($T_p = T_{evap}$), энергия тратится на расход массы капли до полного исчерпания массы (2):

$$\begin{aligned} \frac{dT_p}{dt} &= \begin{cases} \frac{S_{sur} (A + Bu + Cu^2) (T_m - T_p)}{mc_p}, & T_p < T_{evap} \\ 0, & T_p = T_{evap} \end{cases}, \\ \frac{dm}{dt} &= \begin{cases} 0, & T_p < T_{evap} \\ -\frac{S_{sur} (A + Bu + Cu^2) (T_m - T_p)}{q}, & T_p = T_{evap} \end{cases}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $S_{sur} = (A + Bu + Cu^2) (T_m - T_p)$ – мощность подвода тепла к капле от окружающей среды [5], Вт; $(A + Bu + Cu^2)$ – интенсивность теплообмена, Вт/(м²К), а A, B, C – коэффициенты полиномиального множителя скорости теплообмена с каплей в зависимости от ее скорости; $S_{sur} = 4\pi r^2$ – площадь поверхности капли (для моделирования теплообмена), м²; $T_{evap} = 371$ К – критическое значение для испарения капли; T_m – заданная температура окружающей среды, К; $c_p = 4200$ Дж/(К·кг) – теплоемкость воды; $q = 2,26 \cdot 10^6$ Дж/кг – теплота парообразования воды.

Изменение массы капли приводит к изменению ее объема $V = \frac{\rho}{m}$ и, как следствие, ее радиуса $r = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi}V}$. Предполагается, что форма капли остается шарообразной. Для замыкания данной постановки будем считать, что капля заданной температуры в начальный момент неподвижна, т.е., при $t=0$: $T_p=T_e$, $u=0$, $x=0$, $m=m_0$.

При решении задачи о движении шарообразной капли воды в неподвижной нагретой среде используется метод Рунге-Кутты четвертого порядка. Особенностью данной задачи является качественное изменение динамики процессов в момент достижения каплей температуры кипения воды. Для уточнения времени этого достижения и времени полного испарения капли используется метод дихотомии. Задача не является жесткой, и использование таких методов, как метод Гира [11], не требуется.

Результаты задачи о движении капли в форме шара в нагретой среде

В табл. 1 показаны масштабы времени нагрева и испарения капель разного размера, а также пройденное расстояние. Сначала происходит нагрев капли, затем – испарение капли. При малом размере ее скорость движения является небольшой, и удельная поверхность увеличивается, что способствует более быстрому испарению и поглощению энергии окружающей среды. В зависимости от размера частицы воды, при движении через нагретую среду возможно ее испарение, также она может не достичь очага пожара, пролететь через него или задержаться элементами легко горючих материалов.

Таблица 1.

Масштабы времени нагрева, испарения капли и пройденное расстояние

Table 1.

Measurement of heating time, droplet evaporation, and distance traveled

Начальный размер частицы, r_0 , 10^{-6} м	Длительность нагрева капли от 300 К до 373 К, с	Продолжительность испарения капли, с	Длина траектории капли до ее испарения z_0 , м
53	0,1181	3,0055	0,1768
530	1,1807	30,0546	78,2882

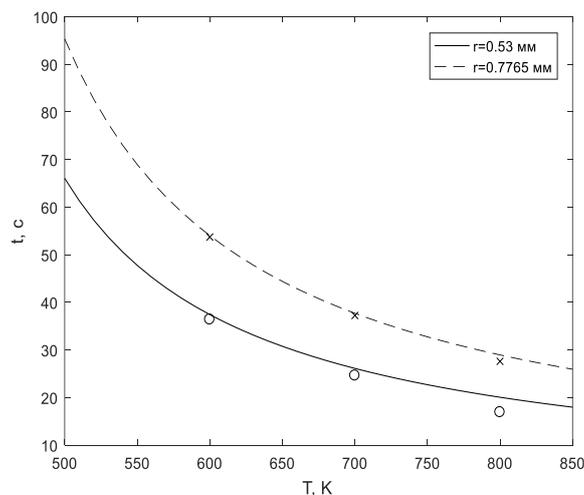


Рис. 1. Зависимость времени испарения капли от температуры окружающей среды и размера капли и сравнение результатов расчета с экспериментальными данными [12]

Fig. 1. Droplet evaporation time dependence on the ambient temperature and the droplet size, and the comparison of the calculation results with the experimental data

На рис. 1 показана зависимость времени испарения капли от температуры окружающей среды и размера капли. Результаты расчетов представлены в сравнении с экспериментальными данными [12]. Отклонение численных значений от экспериментальных данных не превышает 20 %.

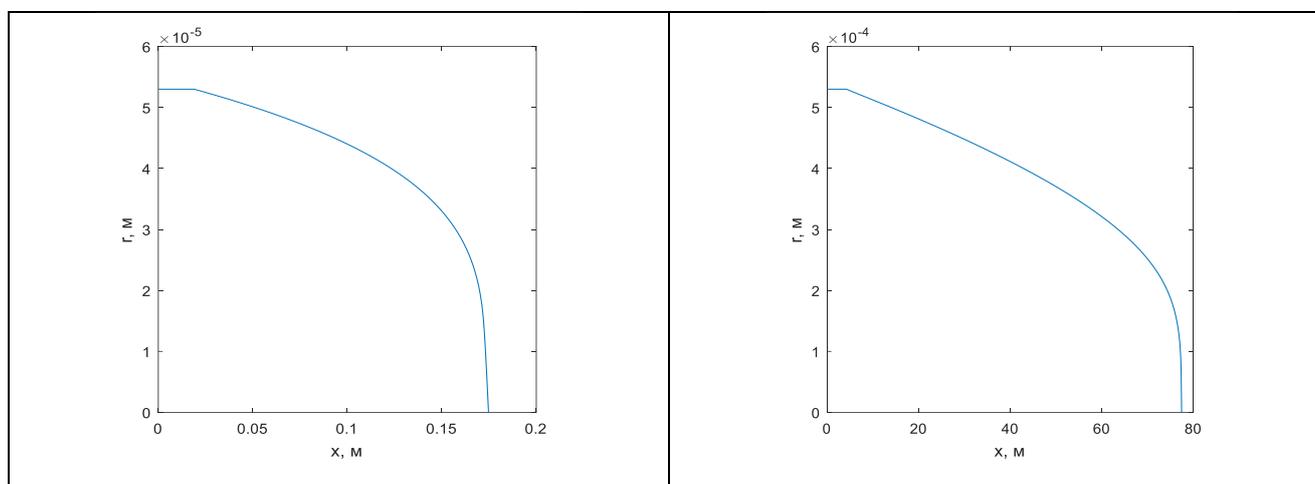


Рис. 2. Динамика изменения радиуса капли при ее движении в среде с температурой 600 К

Fig. 2. Droplet radius dynamics as it moves in an environment with a temperature of 600 K

На рис. 2 показана динамика изменения радиуса и объема капли при ее падении в высокотемпературной среде. На оси абсцисс показано отношение текущей координаты капли к координате, где происходит полное испарение. Сплошная линия соответствует капле с начальным диаметром 53 мкм, а штриховая – 530 мкм. Для капли большего размера уменьшение объема близко к линейному. Это означает, что количество тепла, поглощаемое каплей, приблизительно одинаково по всему пути. Маленькие капли отдают больше тепла в конце пути ввиду того, что сила трения способствует замедлению движения, что увеличивает количество поглощаемого тепла в этой области. Из табл. 1 и рис. 1, 2 видно, что крупные капли не способны интенсивно поглощать тепло в полете, а мелкие будут быстро испаряться при попадании в нагретую среду. Частицы малого размера, имеющие низкую инерцию и высокую скорость испарения в нагретой среде, не могут преодолевать конвективную колонку. Частицы большого размера не обладают способностью облетать элементы растительности вместе с газовым потоком. В связи с этим целесообразно обеспечить движение частиц воды в капсулах для их высвобождения в мелкодисперсной форме в зоне уязвимости пожара.

Задача налипания мелкодисперсных частиц на недеформируемую преграду

Рассматривается двумерная задача моделирования налипания дисперсных частиц на тело в форме прямоугольника, обтекаемое газодисперсным потоком. В начальный момент частицы находятся перед телом на расстоянии, при котором поле скоростей можно считать невозмущенным. Затем частицы движутся вместе с газовым потоком под воздействием силы лобового сопротивления.

Рассмотрим систему уравнений в виде (3)-(6):

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s U)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_s W)}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho_s U)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s U^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_s UW)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho_5 W)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_5 U W)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_5 W^2)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_t \frac{\partial W}{\partial z} \right), \quad (5)$$

$$P = \frac{\rho_5 R T}{M} \quad (6)$$

Граничные условия имеют следующий вид (7)-(10):

$$z = h_{\max} : U = U_e, W = \frac{P - P_e}{P} \sqrt{\frac{RT}{M}}, \quad z = 0 : \mu_t = 0, U = U_e, W = 0, \quad (7)$$

$$x = 0 : U = U_e - \frac{P - P_e}{P} \sqrt{\frac{RT}{M}}, W = 0, \quad (8)$$

$$x = x_{\max} : U = U_e + \frac{P - P_e}{P} \sqrt{\frac{RT}{M}}, W = 0, \quad (9)$$

$$G : \mu_t = 0, U = 0, W = 0. \quad (10)$$

На первом этапе моделирования решается стационарная задача обтекания (3)-(6) для определения поля скоростей при обтекании хвоинки (11):

$$\begin{cases} \frac{dx_p}{dt} = U_p, \\ \frac{dz_p}{dt} = W_p, \\ \frac{dU_p}{dt} = -c_d (U_p - U) \sqrt{(U_p - U)^2 + (W_p - W)^2}, \\ \frac{dW_p}{dt} = -c_d (W_p - W) \sqrt{(U_p - U)^2 + (W_p - W)^2} - g. \end{cases} \quad (11)$$

На втором этапе на основе уравнений (7)-(10) выполняется моделирование движения частиц с различным значением коэффициента аэродинамического сопротивления. В начальный момент частица имеет координаты $x_{p,0}$, $z_{p,0}$ и движется со скоростью среды в этой точке. Движение частицы происходит под действием аэродинамического сопротивления за счет силы тяжести и инерции.

Начальные условия для капли имеют вид (12):

$$x_p(0) = x_{p,0}, z_p(0) = z_{p,0}, U_p(0) = U(x_{p,0}, z_{p,0}), W_p(0) = W(x_{p,0}, z_{p,0}), \quad (12)$$

где x , z – горизонтальная и вертикальная координата, м; U , W – составляющие скорости газовой фазы по направлениям x и z соответственно, м/с; U_e – скорость невозмущенного потока газовой фазы относительно обтекаемого тела; ρ_5 – плотность газовой фазы, кг/м³; P – давление, Па; P_e – давление невозмущенной среды на нулевой высоте; ρ_e – плотность невозмущенной среды на нулевой высоте; μ_t – коэффициент динамической вязкости воздуха, Па·с; R – универсальная газовая постоянная, м²·кг·с⁻²·К⁻¹·Моль⁻¹; $T = 300$ К – температура окружающей среды; M – молярная масса воздуха, кг/моль; x_{\max} , h_{\max} – длина и высота расчетной области соответственно, м; x_p , z_p – координаты мелкодисперсной частицы, м; U_p , W_p – составляющие скорости мелкодисперсной частицы по направлениям x и z соответственно, м/с; c_d – коэффициент аэродинамического сопротивления мелкодисперсной частицы, м⁻¹; c_x – коэффициент лобового сопротивления мелкодисперсной частицы; ΔV – модуль разности между скоростью движения мелкодисперсной частицы и воздуха вокруг нее, м/с; m – масса мелкодисперсной частицы, кг; S – площадь сечения мелкодисперсной частицы, м²; v – объем мелкодисперсной частицы, м³.

При попадании в ячейку, принадлежащую обтекаемому телу, частица прилипает к телу, и для нее вычислительный процесс останавливается. При достижении частицей границ расчетной области расчеты также прекращаются. Будем искать зависимость изменения диаметра частицы от коэффициента аэродинамического сопротивления. Величина его силы с учетом шарообразной формы капли вычисляется по формуле (13):

$$F = m \frac{dU_p}{dt} = mc_d (\Delta U)^2 \quad (13)$$

где ΔU , м/с – разность между скоростью частицы и газовой среды.

После преобразований получим (14):

$$F = m \frac{dU_p}{dt} = mc_d (\Delta U)^2 = c_d (\Delta U)^2 \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right) \rho_p, \quad (14)$$

$$F = \frac{c_x \rho_e \cdot S_{pr} \cdot \Delta U^2}{2} = \frac{c_x \rho_e \cdot \pi r^2 \cdot \Delta U^2}{2}. \quad (15)$$

Находим соотношение, связывающее диаметр частицы и ее коэффициент аэродинамического сопротивления (16):

$$c_d (\Delta V)^2 \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right) \rho_p = \frac{c_x \rho_e \cdot \pi r^2 \cdot \Delta V^2}{2}, \quad (16)$$

$$c_d \left(\frac{4}{3} r \right) \rho_p = \frac{c_x \rho_e}{2}, c_d = \frac{3c_x \rho_e}{8r \rho_p} = \frac{3c_x \rho_e}{4d \rho_p}, d = \frac{3c_x \rho_e}{4\rho_p A_{\text{coef}}}, \quad (17)$$

где ρ_p – плотность частицы, кг/м³; ρ_e – плотность воздуха, кг/м³; $c_x = 0,45$ – безразмерный коэффициент лобового сопротивления сферы.

Будем считать, что при $c_d=10^{18}$ дисперсные частицы не должны налипать на тело, так как движутся вместе с потоком газа, который не проникает в хвоинку. Следовательно, частицы, которые налипают при $c_d=10^{18}$, исключаются при вычислении доли прилипших частиц из числа тех, которые могли не прилипнуть. Далее, полученные результаты логарифмируем (натуральный логарифм коэффициента аэродинамического сопротивления $Lc_d = \ln(c_d)$) и вычисляем логит вероятности налипших частиц $Lfr = \ln(Lc_d / (1 - Lc_d))$. Аппроксимируем методом наименьших квадратов по формуле $Lfr(LU, Lc_d) = A + B \cdot LU + C \cdot Lc_d + D \cdot Lc_d^2 + E \cdot Lc_d^3$.

Решение задачи о налипании капли выполняется в два этапа. На первом этапе выполняется моделирование обтекания препятствия воздушными потоками на основе системы обыкновенных уравнений в частных производных при помощи метода крупных частиц [13]. На втором этапе выполняется моделирование динамики частиц, движущихся под действием силы тяжести и аэродинамического сопротивления среды на основе решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений методом Эйлера. В начальный момент частицы размещаются на заданном расстоянии от грани препятствия, обращенной к внешнему полю скоростей. Для определения скорости среды по координатам частицы используется билинейная интерполяция. Низкий порядок точности связан с тем, что при решении задачи обтекания используется метод первого порядка точности по пространству. При попадании частиц в области, принадлежащей обтекаемому препятствию, ее скорость считается равной нулю, что соответствует прилипанию. После моделирования определяется доля частиц, прилипших к препятствию. При достаточно большом значении аэродинамического сопротивления частицы не имеют инерции и движутся вместе с газовой фазой. В этом случае налипание частиц на препятствие связано с численной погрешностью интерполяции скорости. Доля таких частиц составляет от 3 до 6 % в зависимости от скорости газовой фазы на границах. Для ком-

пенсации погрешности такие частицы исключаются из рассмотрения, что обеспечивается хорошим согласованием с полиномиальной зависимостью между логарифмом размера частиц и логитом вероятности их прилипания.

Результаты решения задачи налипания мелкодисперсных частиц на недеформируемую преграду

В табл. 1 показаны результаты расчетов, согласно которым логит вероятности налипания частицы хорошо согласуется с линейной зависимостью от логарифма размера частицы.

Таблица 2.

Аппроксимация вероятности налипания капель на элементы растительности

Table 2.

Approximation of probability of droplets sticking to vegetation elements

Размер капли, 10^{-6} м	281,25	35,15625	4,3945	0,54931641	0,06866455
Логит вероятности налипания	4,8454	2,7659	0,7115	-1,3652	-3,3274
Линейная аппроксимация	4,7155	2,7419	0,7683	-1,2052	-3,1788
Кубическая аппроксимация	4,7967	2,8195	0,7028	-1,3834	-3,2693

Результаты аппроксимации хорошо согласуются с результатами численных экспериментов на основе решения задачи аэродинамики (3)-(12). Полученные результаты показывают, что можно решить численную задачу для небольшого набора параметров и форм препятствия и использовать полиномиальную аппроксимацию логита доли налипающих частиц от логарифма их размера. Это позволяет оценить возможность проникновения частиц воды в слой лесной растительности.

При малых размерах частиц погрешность аппроксимации увеличивается, что связано с неточностью дискретизации при решении задачи обтекания и динамики движения частиц в среде; тем не менее, эта погрешность невелика.

Выводы

Рассмотрен случай падения капель воды в неподвижной внешней среде. В случае наличия конвективной колонки мелкие капли могут вообще не попасть в зону горения ввиду их неспособности двигаться с большой скоростью относительно среды. Для тушения пожара мелкими водными каплями целесообразно обеспечить их точную доставку в нужном количестве в зону уязвимости пожара. Одним из эффективных способов доставить воду в область горения является использование капсул в активной оболочке, которые позволяют преодолеть конвективную колонку. Этот способ смоделирован в работе [14], где после разрыва капсулы вода распыляется на частицы бесконечно малого размера, не налипающие на растительность; температура при этом мгновенно перераспределяется между каплями и средой, что способствует более эффективному подавлению горения.

Использование капсул в активной оболочке является прорывной технологией доставки дисперсной воды в зону уязвимости пожара и требует поиска оптимальных режимов сброса капсул. Для более точного попадания в зоны уязвимости пожара можно использовать алгоритмы сегментации изображения, описанные в работах [15,16]. Это позволит использовать беспилотные летательные аппараты для более эффективного тушения лесных пожаров капсулами.

Библиографический список

1. Леса России состояние лесного фонда Российской Федерации [Электронный ресурс] // Режим доступа: <https://roslesinfor.ru/atlas> (дата обращения: 03.02.2021).
2. **Guido, R.** Kasibhatla Global fire emissions estimates during 1997-2016 / R. Guido, van der Werf, James T. Randerson, Louis Giglio, Thijs T. van Leeuwen, Yang Chen, Brendan M. Rogers, Mingquan Mu, Margreet J. E. van Marle, Douglas C. Morton, G. James Collatz, Robert J. Yokelson, and Prasad S. // *Earth Syst. Sci. Data*, 9. 2017. P.697-720, <https://doi.org/10.5194/essd-9-697-2017>.
3. **Абдурагимов, И.М.** Физико-химические основы развития и тушения пожаров / И.М. Абдурагимов, В.Ю. Говоров, В.Е. Макаров // М.: ВИПТШ МВД СССР, 1980. С. 195-198.
4. **Глушков, Д.О.** Локализация и подавление горения лесных материалов с применением авиации / Д.О. Глушков, Н.П. Копылов, С.С. Кропотова, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2020. – 337 с.
5. **Satoh, K.** A Numerical Study Of Water Dump In Aerial Fire Fighting / K. Satoh, I. Maeda, K. Kuwahara, K. Yang // *Fire Safety Science* 8. 2005. P. 777-787. doi: 10.3801/IAFSS.FSS.8-777
6. **Лощилов, С.А.** Исследование влияния интенсивности сброса воды на динамику лесного пожара / С.А. Лощилов, Д.А. Маслеников, А.Д. Постнов, Л.Ю. Катаева // *Естественные и технические науки*. 2013. № 6 (68). С. 37-40.
7. **Нищенков, В.В.** Об оптимальной стратегии тушения лесного пожара водяной пушкой / В.В. Нищенков, Н.А. Романова, Л.Ю. Катаева, Д.А. Маслеников, А.А. Лощилов // *Современные проблемы науки и образования*. 2014. № 3. С. 692.
8. **Kataeva, L.Y.** On the laws of combustion wave suppression by free water in a homogeneous porous layer of organic combustible materials / L.Y. Kataeva, D.A. Maslennikov, N.A. Loshchilova // *Fluid Dynamics*. 2016. Vol. 51. No 3. P. 389-399.
9. **Kataeva, L.Y.** Influence of the water barrier on the dynamics of a forest fire considering the inhomogeneous terrain and two-tier structure of the forest / L.Y. Kataeva, D.A. Maslennikov, A.A. Loschilov, I.V. Belyaev // *ARNP Journal of Engineering and Applied Sciences*. 2016. 11(5). С. 2972-2980.
10. **Накоряков, В.Е.** О предельных поперечных размерах капельного облака при разрушении водяного массива в процессе падения с большой высоты / В.Е. Накоряков, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // *Доклады академии наук*. 2017. том 475. № 2. С. 145-149. DOI: 10.7868/S0869565217020062.
11. **Катаева, Л.Ю.** О методе Гира численного моделирования динамических систем, описываемых жесткими обыкновенными дифференциальными уравнениями / Л.Ю. Катаева, В.Б. Карпужин // *Наука и техника транспорта*. 2008. № 2.
12. **Войтков, И.С.** Высокотемпературное испарение капель воды в газовой среде / И.С. Войтков, Р.С. Волков, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // *Журнал технической физики*. 2017. том 87. вып. 12. С. 1911-1914.
13. **Бабкин, А.В.** Численные методы в задачах физики быстропротекающих процессов: учебник для вузов / А.В. Бабкин. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. – 520 с.
14. **Ильичева, М.Н.** Математическое моделирование тушения лесного пожара капсулами с водой в разрушающейся оболочке / М.Н. Ильичева, Л.Ю. Катаева // XXXII научно-практическая конференция «Актуальные проблемы пожарной безопасности». – М.: ВНИИПО МЧС России, 2020. С. 380-387.
15. **Bochkov, V.** WUUNET: Advanced fully convolutional neural network for multiclass fire segmentation / V. Bochkov, L. Kataeva // *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. 1727(1). 012003.
16. **Bochkov, V.S.** Prototype of forest fire suppression robotics system based on exclusion of flame configuration from monocular video sequence / V.S. Bochkov, L.Yu. Kataeva, I.E. Belotserkovskaya, M.N. Pilycheva // *ARNP Journal of Engineering and Applied Sciences*. 2019. 14(9). P. 1719-1730.

*Дата поступления
в редакцию: 02.02.2021*