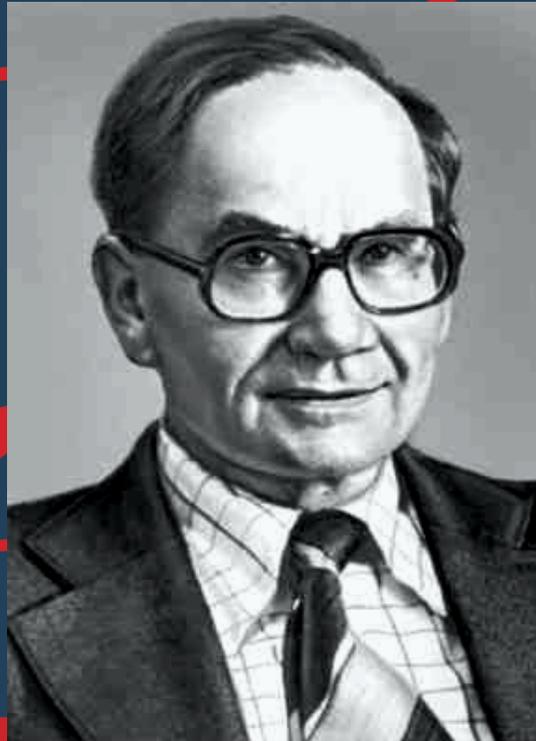


Национальный исследовательский
Томский государственный университет

Механико-математический факультет
Кафедра физической и вычислительной механики



Материалы

XXII Всероссийской научной конференции
с международным участием

"Сопряженные задачи механики реагирующих сред,
информатики и экологии", посвященной 100-летию
со дня рождения академика Н.Н. Яненко

12 – 14 октября 2021 г.
г. Томск

Материалы XXII Всероссийской научной конференции с международным участием
"Сопряженные задачи механики реагирующих сред, информатики и экологии"

УДК 519.6, 533.6, 535.3
ББК 22.19, 22.25, 22.3

XXII Всероссийская научная конференция с международным участием «Сопряженные задачи механики реагирующих сред, информатики и экологии», посвященная 100-летию со дня рождения академика Н.Н. Яненко, 12 – 14 октября 2021 г.:

Материалы конференции. / Под ред. М.В. Агафонцева. – Томск. –2021. – 79 с.

Представлены материалы XXII Всероссийской научной конференции с международным участием «Сопряженные задачи механики реагирующих сред, информатики и экологии» посвященной 100-летию со дня рождения академика Н.Н. Яненко, прошедшей 12 – 14 октября 2021 г.

Для научных работников, преподавателей, аспирантов и студентов.

УДК 519.6, 533.6, 535.3
ББК 22.19, 22.25, 22.3

Публикуется в авторской редакции.

© НИ Томский государственный университет, 2021

Оглавление

А.Е. Кирюшкин, Л.Л. Миньков «Многомерный подход к моделированию сопряженной задачи определения внутрибаллистических параметров в ракетных двигателях на твёрдом топливе»	5
С.А. Вальгер «Математическое моделирование процессов переноса пылевого аэрозоля в городском каньоне»	8
А.И. Вялышев, А.Ю. Большагин, А.А. Гаврилюк, А.А. Долгов, С.Г. Жесткова, С.В. Зиновьев, И.Ф. Лежаев «Метод оценки опасности подводных потенциально опасных объектов».....	10
Н.П. Копылов, И.Р. Хасанов, А.Е. Кузнецов, Е.Ю. Сушкина «Искроперенос при лесных пожарах и их локализация с использованием авиации»	14
Н.П. Копылов, П.А. Стрижак, С.Н. Копылов, А.Е. Кузнецов, Е.Ю. Сушкина «Методология лабораторно-стендовых испытаний эффективности огнетушащих веществ при авиационном способе тушения лесных пожаров»	19
М.И. Ершов, В.Г. Тупоногов, Н.А. Абаймов, А.Ф. Рыжков, М.А. Горский «Параметры поверхностных стоячих волн в аппаратах с псевдооживленным слоем»	22
В.И. Комаров «Измерение температуры поверхности модели двухкомпонентным флуоресцирующим покрытием в условиях аэродинамического эксперимента»	25
А.Г. Коротких, И.В. Сорокин «Влияние борсодержащих металлических горючих на характеристики горения ВЭМ».....	29
М.Н. Кривошеина «Упругие характеристики в материалах с кубической симметрией свойств»	32
Е.В. Туч «Роль характеристик изменения объема при математическом моделировании ударного нагружения трансверсально изотропных и ортотропных материалов»	32
И.С. Лобанова, А.Н. Калинин, Е.М. Марьясова «Исследование влияния размерного эффекта вязкости полярных жидкостей на их проникающую способность»....	33
К.К. Маевский «Энстатит при высоких динамических нагрузках в представлениях равновесной модели»	35
М.М. Немирович-Данченко, Д.Л. Чубаров «Численное моделирование возможного механизма активизации очагов землетрясений под действием внешних сил».....	36
М.А. Пахомов «Моделирование влияния амплитуды пульсаций на структуру течения и теплообмен в импульсной импактной воздушной струе»	37
В.И. Терехов, М.А. Пахомов «Структура течения и теплоперенос в одно- и двухфазном отрывных потоках при наличии наложенного продольного градиента давления»	40
Т.И. Васильева, В.А. Глушечков, Н.А. Роденко «Влияние импульсного магнитного поля на осаждение гуминовых кислот»	41

И.Р. Хасанов, А.А. Варламкин « <i>Экспериментальные методы исследования теплообмена в кабельных проходках при пожаре</i> »	43
Ю.А. Чиркунов « <i>Математическое моделирование движения без диссипации ультразвуковых пучков после самофокусировки в кубически нелинейной среде</i> ».....	46
Ю.А. Чиркунов « <i>Распространение ультразвуковых пучков без диссипации в кубически нелинейной среде</i> ».....	47
Ю.Д. Чашечкин « <i>Инженерная математика течений жидкостей</i> ».....	47
К.Н. Ефимов, В.А. Овчинников, А.С. Якимов « <i>Моделирование термоэмиссионной тепловой защиты при обтекании сферически затупленного конуса сверхзвуковым потоком воздуха</i> »	48
Г.А. Яковлев « <i>Влияние турбулентности атмосферы на перенос аэрозольных продуктов распада радона</i> »	52
Г.А. Яковлев « <i>Моделирование аномалий гамма-фона за счёт ливневых осадков</i> »	53
Е.Л. Лобода, Д.П. Касымов, М.В. Агафонцев, В.В. Рейно, А.В. Луценко, К.Е. Орлов, П.С. Мартынов, Е.В. Гордеев, М.Ю. Аршинов, А.Л. Афанасьев, Д.А. Маракасов, Ю.А. Лобода, А.С. Климентьев « <i>Исследование выбросов газообразных продуктов от модельного очага природного пожара и их влияние на турбулентность</i> ».....	54
А.В. Черепанов, Д.А. Князьков, И.Е. Герасимов, А.Г. Шмаков « <i>Изучение химии образования катионов в пламени этилена</i> ».....	56
О.В. Матвиенко, А.Е. Литвинова « <i>Исследование условий воспламенения химически реагирующей вязкой жидкости</i> »	57
А.Г. Коротких, И.В. Сорокин, А.Б. Годунов « <i>Зажигание и горение ВЭМ, содержащих порошки металлов и бора: теория и эксперимент</i> ».....	59
А.В. Луценко, Е.Л. Лобода, М.В. Агафонцев, В.В. Рейно, И.С. Ануфриев, Е.П. Копьев, Е.Ю. Шадрин, Ю.А. Лобода « <i>Исследование турбулентности в диффузионном пламени с применением бесконтактных методов диагностики</i> ».....	62
Д.П. Касымов, К.Е. Орлов, М.В. Агафонцев, П.С. Мартынов « <i>Верификация программного комплекса по детектированию и трекингу горящих и тлеющих частиц природного происхождения на тепловом изображении</i> »	66
Д.П. Касымов, М.В. Агафонцев, А.А. Герасимова, В.В. Перминов, В.В. Рейно, Е. Голубничий, Е.Л. Лобода « <i>О вертикальном горении некоторых строительных материалов</i> »	70
Д.П. Касымов, В.А. Тараканова, Е.Л. Лобода « <i>Исследование зажигания материалов на основе древесины группой частиц</i> »	72
Т.И. Медведева, М.В. Агафонцев, Д.П. Касымов « <i>Исследование влияния типа огнезащиты и способа её нанесения на пожарную опасность древесины</i> »	77

МНОГОМЕРНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ СОПРЯЖЕННОЙ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ НА ТВЁРДОМ ТОПЛИВЕ

А.Е. Кирюшкин, Л.Л. Миньков

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: sashakir94@mail.ru

Введение. Как правило, современные ракетные двигатели на твердом топливе (РДТТ) имеют заряды сложной формы, имеющие трехмерную либо осесимметричную геометрию. К типичным формам зарядов можно отнести: (а) наполнители, имеющие канал в форме звезды, (б) наполнители, имеющие наклонную кольцевую щель, (в) наполнители, содержащие свободные объемы для конструктивных элементов и пр. [1]. Течение газов внутри камеры сгорания может носить сложный характер: возможно образование вихревых структур, наличие пульсаций давления, застойных зон и пр. Изменение геометрии заряда приводит к газодинамической неустойчивости потока, возможному срыву течения и последующему интенсивному образованию крупномасштабных вихревых структур [2, 3].

Экспериментальное исследование процессов, происходящих в ракетных двигателях на твердом топливе (РДТТ), связано с определенными трудностями ввиду их скоротечности, высоких температур и давлений. В связи с чем методы математического моделирования являются неотъемлемой частью исследования подобных процессов.

На практике довольно часто встречаются ситуации, когда параметры РДТТ, полученные в результате натурных испытаний, заметно отличаются от прогнозируемых параметров. Попытки уточнить прогнозируемые характеристики за счет применения численных схем более высокого порядка, более мелких вычислительных сеток или уменьшения шагов интегрирования не всегда дают желаемый результат. В этих случаях к положительному результату приводит, как правило, построение математических моделей, учитывающих взаимное влияние процессов различной физической природы, которые формулируются в виде сопряженных задач [3].

Таким образом, разработка численных методов для решения сопряженных задач является актуальной задачей. В данной работе рассматривается численное решение сопряженной задачи определения параметров течения в камере сгорания совместно с изменением положения поверхности твердого топлива на примерах бессилового РДТТ и РДТТ с двумя режимами тяги.

На данный момент в открытых источниках преобладают работы, учитывающие сложную геометрию заряда, но предполагающие либо

нульмерность, либо одномерность течения продуктов сгорания [3, 4]. Для некоторых конфигураций РДТТ такой подход может давать приемлемый результат, однако в общем случае проблематично адекватно описать сложные двумерные или трехмерные процессы течения с помощью нульмерного или одномерного приближения.

Для решения рассматриваемой задачи был разработан многомерный подход, который учитывает как многомерный характер течения, так и изменение положения горячей поверхности.

Постановка задачи. Течение продуктов сгорания в камере РДТТ описывается с помощью осесимметричных уравнений Эйлера:

$$\rho_t + (\rho u)_x + (\rho v)_y = -\frac{\rho v}{y}, \quad (1)$$

$$(\rho u)_t + (\rho u^2 + p)_x + (\rho uv)_y = -\frac{\rho uv}{y}, \quad (2)$$

$$(\rho v)_t + (\rho uv)_x + (\rho v^2 + p)_y = -\frac{\rho v^2}{y}, \quad (3)$$

$$(\rho E)_t + (\rho uH)_x + (\rho vH)_y = -\frac{\rho vH}{y}, \quad (4)$$

где ρ , u , v , p , E , H – плотность, осевая и радиальная составляющие скорости и давление соответственно, $E = e + \frac{u^2 + v^2}{2}$ – полная энергия, e

– внутренняя энергия, $H = E + \frac{p}{\rho}$ – энтальпия.

Уравнения (1) – (4) замыкаются уравнением состояния идеального газа:

$$e = \frac{1}{k-1} \frac{p}{\rho}. \quad (5)$$

Уравнения (1) – (5) рассматриваются в области $\Omega(t)$, изменяющейся со временем. В начальный момент времени значения всех параметров постоянны:

$$(\rho|_{t=0} \ u|_{t=0} \ v|_{t=0} \ p|_{t=0}) = (\rho_0 \ 0 \ 0 \ p_0). \quad (6)$$

Для рассматриваемой задачи имеется 4 типа границы. На твердой стенке задается условие непротекания:

$$u_n = 0, \quad (7)$$

где u_n – нормальная составляющая скорости. На оси симметрии предполагаем равенство нулю радиальной составляющей скорости и равенство нулю радиальных производных от остальных параметров:

$$\frac{\partial \rho}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad v = 0. \quad (8)$$

На срезе сопла задается постоянное давление в случае дозвукового истечения:

$$p = p_{am}, \quad (9)$$

и не ставится никаких граничных условий при достижении потоком сверхзвуковой скорости. На поверхности горящего топлива задается массовый расход в соответствии со степенным законом и полная энтальпия продуктов сгорания, а также предполагается равенство нулю тангенциальной составляющей скорости:

$$\rho u_n = m_t p^v, \quad H = H_0, \quad u_\tau = 0, \quad (10)$$

где m_t , v – константы степенного закона, а u_τ – тангенциальная составляющая скорости.

Методы решения. Расчетная область $\Omega(t)$ покрывается декартовой вычислительной сеткой с шагами $h_x = h_y = h$. Положение границы области $\partial\Omega(t)$ отслеживается с помощью функции уровня $\phi(x, y, t)$, которая равна нулю на границе, отрицательна внутри области и положительна снаружи. Уравнение изменения положения для функции уровня записывается в виде:

$$\phi_t + u_{nb} |\nabla \phi| = 0, \quad (11)$$

где u_{nb} – нормальная составляющая движения поверхности. Нормальная скорость для точек, лежащих на поверхности топлива, равна:

$$u_{nb} = \frac{m_t p^v}{\rho_p}, \quad (12)$$

где ρ_p – плотность топлива.

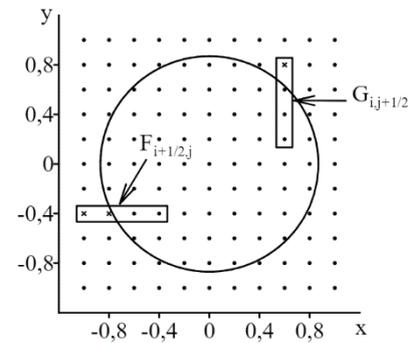
Запишем полудискретную схему для уравнений газовой динамики (1) – (5) в векторной форме:

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{U}_{i,j}) = - \frac{\mathbf{F}_{i+1/2,j} - \mathbf{F}_{i-1/2,j}}{h_x} - \frac{\mathbf{G}_{i,j+1/2} - \mathbf{G}_{i,j-1/2}}{h_y} + \mathbf{S}_{i,j}. \quad (13)$$

Для дискретизации уравнений (13) по времени используется многошаговая схема Рунге-Кутты, обладающая свойством уменьшения полной вариации, а численные значения потоков $\mathbf{F}_{i+1/2,j}$, $\mathbf{G}_{i,j+1/2}$ находятся с помощью WENO реконструкции [5].

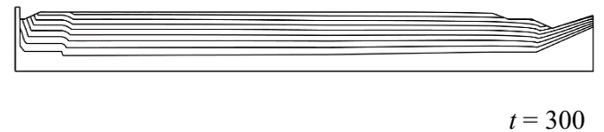
В общем случае для вычисления значений потоков $\mathbf{F}_{i+1/2,j}$ и $\mathbf{G}_{i,j+1/2}$ используется шаблон, который помимо узла (i, j) также включает в себя l узлов слева и r узлов справа для потока \mathbf{F} и b узлов снизу и t узлов сверху для потока \mathbf{G} . При расчете

потоков рядом с границей часть узлов шаблона может выходить за расчетную область (рис. 1). Такие узлы будем называть фиктивными. Значения в таких точках вычисляются с помощью обратной процедуры Лакса-Вендроффа, которая позволяет рассчитывать значения параметров в фиктивных узлах с произвольным порядком точности [6], учитывая как распределение параметров внутри области, так и граничные условия.

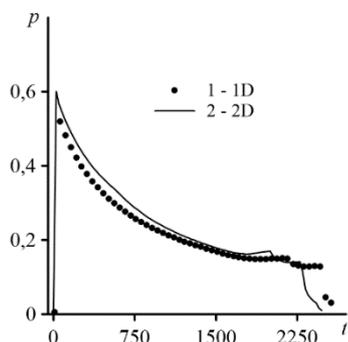


Для ускорения расчетов разработанный алгоритм был распараллелен на графических процессорах с использованием технологии CUDA, что позволило значительно повысить производительность и достичь приемлемых времен расчета порядка одного часа.

Результаты расчетов. В качестве первого примера рассмотрим бессопловой РДТТ, изменение положения поверхности горения топлива которого изображено на рис. 2. Из рисунка видно, что скорость горения существенно меняется вдоль оси канала. Небольшим изменениям положения горячей поверхности рядом с выходным сечением соответствуют значительные толщины прогара твердого топлива рядом с торцом двигателя.

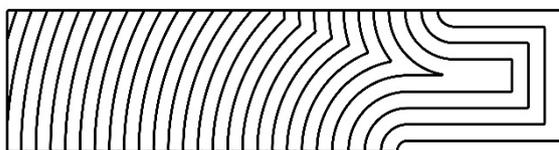


На рис. 3 представлено сравнение результатов для квазиодномерного и разработанного подходов. Расчеты для разработанного подхода производились на сетке 2800x390 узлов. Относительная погрешность в результатах составляет 20% в метрике L_2 . Такая разница, по-видимому, вызвана тем, что квазиодномерный подход не позволяет в полной мере учесть двумерный характер течения в камере сгорания.



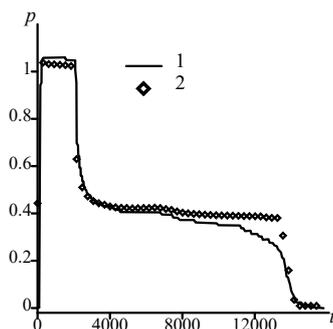
1 – квазиодномерный подход, 2 – двумерный подход

В качестве второго примера рассмотрим РДТТ с двумя режимами тяги из работы [7], изменение положения поверхности топлива которого изображено на рис. 4.



Шаг по времени $\Delta t = 500$

На рис. 5 представлено сравнение результатов эксперимента из работы [7] и разработанного подхода. Расчеты производились на сетке 1600x400 узлов. Из результатов видно хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных: расчеты корректно воспроизводят переход от одного ко второму режиму тяги, а также окончание работы двигателя.



Заключение. Для решения сопряженной задачи моделирования внутрикамерных процессов в ракетных двигателях на твердом топливе был разработан алгоритм, учитывающий двумерный характер течения продуктов сгорания совместно с изменением положения горячей поверхности.

Данный алгоритм был апробирован на бесопловом РДТТ и двигателе с двумя режимами тяги. Разница в результатах между разработанным и

квазиодномерным подходами составила 20% для бесоплового ракетного двигателя, а сравнение с экспериментальными результатами для двигателя с двумя режимами тяги показало хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-31-90033.

Литература

1. Алиев А. В., Амарантов Г. Н., Ахмадеев В. Ф. Внутренняя баллистика РДТТ / под ред. А. М. Липанова и Ю. М. Милехина. М. : Машиностроение, 2007. 502 с.
2. Глазунов А. А., Еремин И. В., Жильцов К. Н., Костюшин К. В., Тырышкин И. М., Шуварики В. А. Численное исследование определения величин пульсаций давления и собственных акустических частот в камерах сгорания с наполнителем сложной формы // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2017. № 53. С. 59–72.
3. Милехин Ю. М., Ключников А. Н., Попов В. С. Сопряженная Задача Моделирования Внутрибаллистических Характеристик Бесопловых РДТТ // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49. № 5. С. 77 – 85.
4. Cavallini E. Modeling and Numerical Simulation of Solid Rocket Motors Internal Ballistics [Electronic resource]: PhD thesis. URL: <https://core.ac.uk/download/pdf/74323997.pdf>
5. Liu X.-D., Osher S., Chan T. Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes // Journal of Computational Physics. – 1994. V. 115. – P. 200–212.
6. Tan S., Shu C.-W. Inverse Lax-Wendroff Procedure for Numerical Boundary Conditions of Conservation Laws // Journal of Computational Physics. – 2010. – V. 229. № 26. – P. 8144–8166.
7. Shekhar H. Burn-back Equations for High Volumetric Loading Single-grain Dual-thrust Rocket Propellant Configuration // Defence Science Journal. – 2011. – V. 61. № 2. – P. 165–170.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ В ГОРОДСКОМ КАНЬОНЕ

С.А. Вальгер

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская 4/1
E-mail: valger@itam.nsc.ru

Воздух в крупных городах характеризуется высоким содержанием газовых примесей и пылевых аэрозолей, которые могут оказывать негативное влияние на здоровье человека. Согласно [1] одним из наиболее опасных видов примеси является пылевой аэрозоль с частицами PM 2.5 и PM10 (средний размер частиц до 2.5 мкм и 10 мкм соответственно). Частицы сажи, соединений тяжелых металлов, а также некоторых минеральных и органических соединений размерами PM 2.5 и PM10 являются одним из наиболее значимых факторов, влияющих на здоровье человека, и относятся к приоритетным загрязнителям воздуха наравне с оксидами азота и диоксидом серы, формальдегидом и рядом других особо опасных веществ. Пыль в крупных городах, в основном, формируется от низких и высоких антропогенных источников. Согласно [2] в крупнейших городах России низкое качество воздушной среды и наличие высоких концентраций мелкодисперсной пыли в воздухе обусловлено наличием предприятий промышленного и энергетического комплекса и развитой транспортной инфраструктурой.

С увеличением транспортной загруженности городов в условиях тенденции к уплотнению застройки и снижению ее продуваемости, задачи прогнозирования, анализа и контроля за концентрациями пылевых аэрозолей в жилых и пешеходных зонах, становятся чрезвычайно актуальными. Сегодня активно развивается направление исследований, направленное на использование численных моделей и методов, которые позволят дополнить данные мониторинга и описать процессы переноса аэрозолей в типовых городских конфигурациях (городских каньонах) с учетом городского ландшафта застройки, разномасштабности явлений и аэродинамических процессов в городской среде. Данные методы и численные модели, как правило, требуют валидации на наборе экспериментальных данных.

В [3] проведено экспериментальное исследование аэродинамики модельного городского каньона в масштабе 1:150 с соотношением W/H (W -ширина каньона, H -высота здания) = 1; 2 для 3х направлений ветра. Экспериментально изучены несколько случаев: аэродинамика каньона без инъекции примеси; аэродинамика каньона с инъекцией газовой примеси (SF_6) через линейные источники на подложке; аэродинамика каньона в условиях инъекции примеси (SF_6) с учетом зоны растительности, расположенной внутри каньона. В

работе [3] предполагается, что поведение облака частиц идентично поведению облака газа и осаждение частиц не учитывается.

Настоящее исследование посвящено численному моделированию переноса и осаждения примеси в городском каньоне. В качестве теста выбрана конфигурация каньона, предложенная в [3] с соотношением размеров $W/H=1$. На рис. 1 показана схема рассматриваемой расчетной области в симметричной постановке.

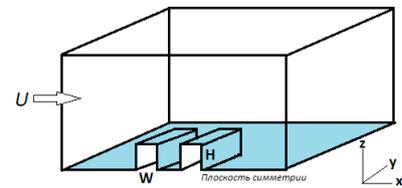


Рис. 1. Схема расчетной области

На первом этапе выполнено исследование аэродинамики городского каньона и валидация численной модели на экспериментальных данных [3] по полям концентрации газовой примеси в характерных сечениях. Для описания турбулентного течения воздуха использована модель сплошной среды в Эйлеровой постановке. В работе решаются 3D нестационарные уравнения Навье-Стокса для несжимаемого вязкого двухкомпонентного газа, дополненные моделью турбулентности k- ϵ RNG [4].

На втором этапе выполнено параметрическое моделирование инъекции, переноса и осаждения пылевого аэрозоля в каньоне с размерами частиц $d_p=1$ мкм, 2.5 мкм, 5 мкм, 10 мкм. Для описания поведения монодисперсного аэрозоля используется подход, основанный на решении уравнения для движения частиц в Лагранжевой постановке. Подход предполагает расчет траекторий частиц дисперсной фазы после каждой итерации решения уравнений для сплошной фазы. Учет взаимовлияния фаз осуществляется через добавочные источниковые члены для уравнений движения сплошной несущей фазы, что позволяет скорректировать поля искомых величин сплошной фазы.

Для решения системы уравнений, описывающих движение сплошной среды, в работе использован метод коррекции давления (Coupled pressure-based method), реализованный в пакете Fluent 2020R1 [5]. Аппроксимация конвективных членов уравнений выполнена с использованием противопотоковой схемы второго порядка точности, для расчета градиента давления использовалась центрально-

разностная схема второго порядка. Критерием сходимости решения являлось достижение абсолютных значений невязок 10^{-4} по всем искомым переменным.

Граничные условия в расчетной области заданы в соответствии с условиями эксперимента [3]. Скорость набегающего потока на высоте здания каньона H составила $U_H = 4.7$ м/с.

На рис. 2 показана расчетная сетка конечных объемов в плоскости симметрии. В работе используется полиэдральная неструктурированная сетка с призматическими слоями вблизи твердых стенок. Толщина первого слоя призматических элементов вблизи стенок выбрана таким образом, чтобы безразмерное расстояние от первого узла до стенки удовлетворяло условию $y^+ \leq 1$.

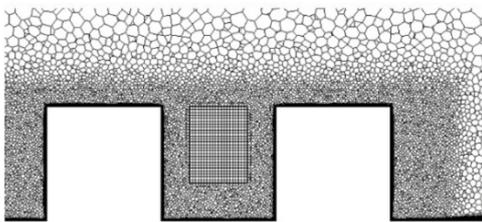


Рис. 2. Фрагмент расчетной сетки в плоскости симметрии

По результатам расчетов первого этапа получено распределение нормализованной концентрации C_{SF_6} на стенках каньона. На рис. 3 показано расчетное распределение нормализованной концентрации C_{SF_6} на стенках А (а) и В (б) каньона. На подветренной стенке А каньона наблюдаются более высокие концентрации примеси по сравнению с наветренной стенкой В, что качественно коррелирует с данными эксперимента [3].

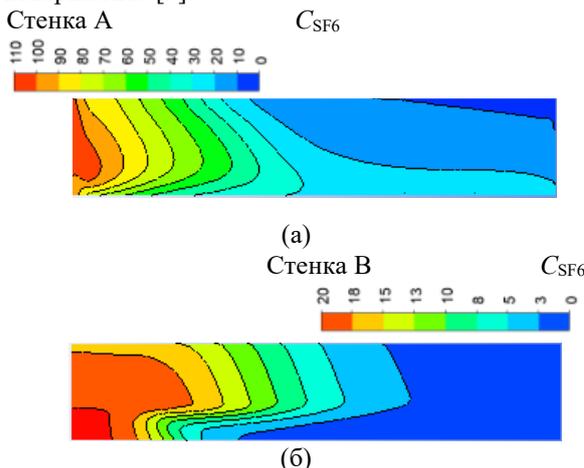


Рис. 3. Распределение нормализованной концентрации SF_6 на стенках А (а) и В (б) каньона, в расчетах для параметра турбулентного числа Шмидта $Sc_t = 0.7$

На рис. 4 показаны экспериментальные (символы) и расчетные (линии) профили нормализованной концентрации C_{SF_6} , построенные вдоль линии $z=0.83H$ на стенке А (а) и В (б) каньона при изменении параметра турбулентного числа Шмидта Sc_t . Расчеты

качественно предсказывают распределение концентрации примеси на стенах зданий А и В. Видно, что уменьшение значений параметра числа Шмидта приводит к снижению максимальной расчетной концентрации на стенках и дает более корректное согласование с данными эксперимента. Наиболее хорошее соответствие с [3] в расчетах получено для значений параметра $Sc_t = 0.3$.

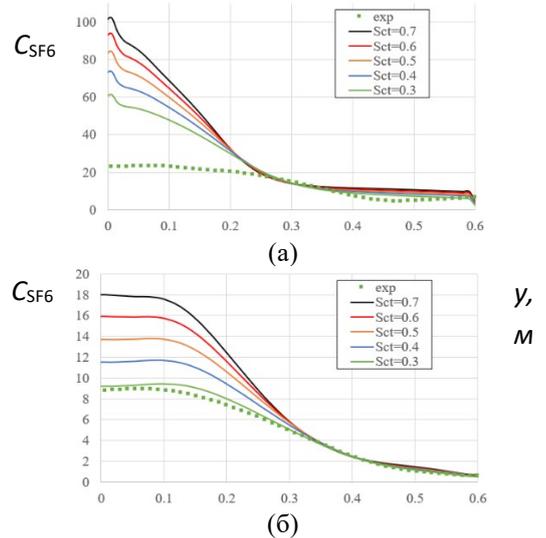


Рис. 4. Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) профили нормализованной концентрации SF_6 , построенные вдоль линии $z=0.83H$ на стенке А (а) и В (б) каньона при изменении параметра турбулентного числа Шмидта $Sc_t = 0.7; 0.6; 0.5; 0.4; 0.3$

На втором этапе выполнена серия расчетов, в которых в качестве инжектируемой примеси используется монодисперсный аэрозоль с размерами частиц $d_p = 1$ мкм, 2.5 мкм, 5 мкм, 10 мкм. По результатам расчетов получены картины распределения концентраций пылевых частиц в каньоне и вблизи стенок А и В в зависимости от диаметра частиц. Получены количественные данные о концентрациях аэрозоля с учетом скорости оседания частиц в каньоне.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-00151).

Литература

1. Directive 2008/50/EC of the European Parliament and of the Council of 21 May 2008 on ambient air quality and cleaner air for Europe OJ L 152, 11.6.2008, p. 1–44.
2. Качество воздуха в крупнейших городах России за десять лет 1998—2007 гг: аналитический обзор. СПб.: ГГО им А. И. Воейкова, 2009. 133 с.
3. Gromke C., Ruck B. Influence of trees on the dispersion of pollutants in an urban street canyon-Experimental investigation of the flow and concentration field // Atmos. Environ. 2007. Vol. 41, № 16. P. 3287–3302.
4. Yakhot V., Orszag S.A. Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory // J. Sci. Comput. 1986. Vol. 1, № 1. P. 3–51.
5. ANSYS Fluent Theory Guide: Release 2021 R1.

МЕТОД ОЦЕНКИ ОПАСНОСТИ ПОДВОДНЫХ ПОТЕНЦИАЛЬНО ОПАСНЫХ ОБЪЕКТОВ

**А.И. Вялышев, А.Ю. Большагин, А.А. Гаврилюк, А.А. Долгов, С.Г. Жесткова,
С.В. Зиновьев, И.Ф. Лежаев**

ФГУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ) ул. Давыдовская, 7, г. Москва, 121352, Россия
E-mail: dolaa@rambler.ru

Подводные потенциально опасные объекты (ППОО), размещенные на дне Мирового океана во второй половине XX века, в настоящее время могут представлять реальную, а не потенциальную опасность для людей и окружающей среды. Это вызвано не только деградацией защитных оболочек ППОО (защитных барьеров), но и расширением в настоящее время хозяйственной деятельности в акваториях размещения ППОО.

Для контроля безопасности ППОО необходимо, во-первых, обеспечить непрерывные (либо с малым временным интервалом) измерения уровней загрязняющих веществ в воде, а, во-вторых, обеспечить измерения пространственного распределения загрязнений в окружающей ППОО среде [1].

Также необходимо выработать критерии опасности для поддержки принятия решений в случае возникновения чрезвычайной ситуации, связанной с разгерметизацией ППОО [2 - 4].

Опасность ППОО можно оценить по количеству опасного вещества в защитной оболочке (ЗО) ППОО и степени сохранности защитных свойств ЗО, или по степени корродированности материала ЗО ППОО.

Исходные данные для оценки:

M_{0ij} - количество j -х химически опасных веществ (ОХВ) в i -ом ППОО (или групповом захоронении), кг;

P_{0ij} - количество j -ых радиационно опасных веществ (РОВ) в i -ом ППОО (или групповом захоронении), Бк;

$ПДК_j$ - предельно допустимые концентрации j -ых опасных веществ в морской воде, $кг/м^3$ - для ОХВ, $Бк/м^3$ - для РОВ;

C_{ij0} - исходная концентрация ОХВ в морской среде в момент развала защитной оболочки (ЗО) i -ого ППОО, $кг/м^3$;

A_{ij0} - удельная активность j -ого РОВ в морской среде в момент развала ЗО i -ого ППОО, $Бк/м^3$.

Расчет зон действия поражающих факторов ППОО проводится, исходя из следующих допущений:

- по прошествии времени T , затопленный i -й ППОО в результате физико-химических процессов (коррозия, ледовая экзарация, избыточное давление на дно от поверхностных волн) лишился своей защитной оболочки;

- вся масса j -х ОВ i -ого ППОО - M_{0ij} (или P_{0ij} для РОВ) поступила в окружающее водное пространство в виде залпового выброса в момент времени t_0 ;

- концентрация j -ого ОХВ C_{ij0} (или удельная активность j -ого РОВ A_{ij0}) в окрестности i -ого ППОО,

утратившего ЗО, в момент времени t_0 будет превышать $ПДК_j$ многократно: $C_{ij0} \gg ПДК_j$ ($A_{ij0} \gg ПДК_j$) и численно равна его плотности;

- в результате молекулярной (турбулентной) диффузии и увлечения j -х веществ подводными течениями концентрация ОВ в окрестности i -ого ППОО со временем будет снижаться, а зона загрязнения (заражения) - расширяться.

- указанные процессы будут протекать до тех пор, пока текущее значение концентрации (удельной активности) j -ого вещества в процессе его распространения по акватории размещения i -ого ППОО - C_{ij} (A_{ij}) не станет равновесной.

В практических целях целесообразно определить расстояние от аварийного ППОО (аварийный ППОО - подводный потенциально опасный объект, утративший свой защитный барьер) - R_k , на котором концентрация (удельная активность) j -ых ОВ, выходящих из i -ого ППОО в интервале времени от t_0 до t_k , не будет превышать значение $ПДК_j$.

Здесь t_k , s - время, в течение которого j -ые ОВ, в результате физических процессов массообмена, снизили свою концентрацию (удельную активность) в точке нахождения аварийного ППОО с C_{ij0} (A_{ij0}) до $ПДК_j$ (C_{ij} (A_{ij}) $\leq ПДК_j$).

Необходимо иметь ввиду, что характер распространения опасных веществ из ППОО в акватории размещения ППОО в немалой степени зависит от глубины акватории h^* и количества ОВ: M_{0ij} для ОХВ и P_{0ij} для РОВ. В случае когда, $h^* \geq R_k$ все ОВ распространяются в акватории вокруг ППОО в количестве ($P_{ij} \leq ПДК_j$) в полусфере радиусом R_k с центром в точке размещения ППОО. В этом случае будем говорить, что распространение ОВ из ППОО происходит в условиях «глубокое море». В противном случае, когда $h^* < R_k$, объем воды с распространением в нем j -ым ОВ в количестве $ПДК_j$ будет представлять собой усеченную полусферу, у которой радиус большего сечения (на дне акватории) составляет R_k , будем говорить, что распространение ОВ из ППОО происходит в условиях «мелкое море». Очевидно, что динамика распространения ОВ в условиях «мелкое моря» будет отличаться от условий распространения ОВ в условиях «глубокое море», поэтому необходимо изначально определить какой механизм распространения ОВ применим для каждого конкретного ППОО.

Для этих целей рассмотрим объем воды V в полусфере радиусом R_k , достаточном для разбавления ОВ из ППОО в количестве M_{0ij} (P_{0ij}) до значений их концентраций, равных $ПДК_j$;

$$V_k = \frac{2}{3}\pi R_k^3, \text{ но } V = \frac{M_{0j}}{\text{ПДК}_j} \text{ или } V = \frac{P_{0j}}{\text{ПДК}_j}.$$

Следовательно, $R_k = \left(\frac{3M_{0j}}{2\pi\text{ПДК}_j}\right)^{1/3}$ или

$$R_k = \left(\frac{3P_{0j}}{2\pi\text{ПДК}_j}\right)^{1/3}.$$

Для случая, когда $R_k \leq h_*$ («глубокое море»), получаем: $0,48\frac{M_{0j}}{h_*^3\text{ПДК}_j} \leq 1$ или $H_h \leq 1$ – критерий определения модели распространения ОХВ в условиях «глубокого моря».

Аналогично для РОВ: $0,48\frac{P_{0j}}{h_*^3\text{ПДК}_j} \leq 1$ или $H_h \leq 1$.

Очевидно, что для случая распространения ОВ в условиях «мелкого моря» критерий $H_h > 1$.

Время t_k , в течении которого ОВ в точке размещения ППОО снизили свою концентрацию (удельную активность) с C_{j0} (A_{j0}) до ПДК_j (C_{ij} (A_{ij0}) $\leq \text{ПДК}_j$), зависит от физических процессов массопереноса в акватории (диффузия, донные течения).

В простейшем случае, когда на процесс распространения ОВ в водной среде доминирующее влияние оказывает только диффузия (например, в небольших замкнутых водоемах: озера, пруды или морские заливы с узким выходом в открытое море), объем воды, содержащей j-ое вещество в предельно допустимой концентрации, можно рассчитать в соответствии с представленным ниже алгоритмом.

Оценка параметров процесса распространения опасных веществ из ППОО при залповом выбросе в условиях «глубокое море»

На рис. 1 показана полусфера, в воде которой со временем t_0 распространилось все j-ое вещество i-ого ППОО и достигло (снизило) концентрацию $C_{j0} \gg \text{ПДК}_j$ или удельную активность j-ого радионуклида $A_{j0} \gg \text{ПДК}_j$ в начальный момент t_0 до концентрации $C_{ij} = \text{ПДК}_j$ или удельной активности j-ого радионуклида $A_{ij} = \text{ПДК}_j$ в момент времени t_k . Объем воды с распространенным в нем j-ым веществом с концентрацией или удельной активностью, соответствующей ПДК_j в месте размещения аварийного i-ого ППОО, на момент времени t_k будет равен: $V_k = \frac{2}{3}\pi R_k^3$.

Зная количество поступившего в воду j-ого ОХВ M_{0j} (или количество j-ых РОВ P_{0j}) и значения предельно допустимой концентрации (удельной активности) этого вещества в морской воде - ПДК_j , объем V_k можно также определить следующим образом:

$$V_k = \frac{M_{0j}}{\text{ПДК}_j} \text{ или } V_k = \frac{P_{0j}}{\text{ПДК}_j}.$$

Из данных выражений определяется значение радиуса полусферы R_k , внутри которой за время ($t_k - t_0$), сформировалась за счет молекулярной диффузии область с концентрацией опасного вещества, не превышающей предельно допустимой концентрации:

$$R_k = 0.78 \left(\frac{M_{0j}}{\text{ПДК}_j}\right)^{1/3} \text{ или } R_k = 0.78 \left(\frac{P_{0j}}{\text{ПДК}_j}\right)^{1/3}.$$

Для определения времени наступления равновесных условий (по концентрации j-ого вещества или удельной активности j-ого радионуклида в размере ПДК_j) после разрушения ЗО i-ого ППОО (времени t_k) необходимо использовать закон А. Фика, в соответствии с которым:

$$M_{j0} = K_j S_{\text{пов.}i} \left(\frac{C_{j0} - C_{jk}}{R_k}\right) t_k,$$

$$P_{0j} = K_j S_{\text{пов.}i} \left(\frac{A_{j0} - A_{jk}}{R_k}\right) t_k,$$

где $C_{jk} = \text{ПДК}_j$ и $A_{jk} = \text{ПДК}_j$; K – коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; $S_{\text{пов.}i}$ – площадь поверхности ОВ, лишённого ЗО, м^2 .

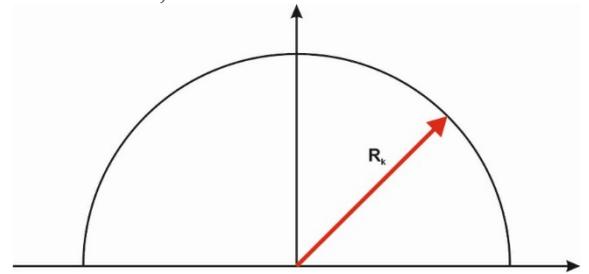


Рис. 1. Схема распространения опасных веществ в водном пространстве при разрушении ЗО ППОО в условиях «глубокое море»

Подставляя значение R_k , получим выражение для времени наступления равновесных условий по концентрации (удельной активности) j-ого вещества в размере ПДК_j :

$$t_k = \frac{0.78(M_{0j})^{4/3}}{K_j S_{\text{пов.}i} (C_{j0} - \text{ПДК}_j) \times (\text{ПДК}_j)^{1/3}}.$$

Соответственно для радиоактивных веществ получаем подобную формулу:

$$t_k = \frac{0.78(P_{0j})^{4/3}}{K_j S_{\text{пов.}i} (A_{j0} - \text{ПДК}_j) \times (\text{ПДК}_j)^{1/3}}.$$

В условиях «глубокого» моря при расстояниях от ППОО, меньших R_k , значение концентрации (или удельной активности) j-ого вещества - больше ПДК_j , т.е. в акватории, в зоне размещения i-ого ППОО с разрушенной ЗО, при $t < t_k$ от начала залпового выхода ОВ чрезвычайной ситуацией считать достижение концентрации j-ого вещества, превышающего значение ПДК_j ($\text{ПДК}_{j\text{мр}}$).

Оценка параметров процесса распространения опасных веществ из ППОО при залповом выбросе в условиях «мелкое море»

Допустим, что i-ое ППОО находится на глубине h_* в условия «мелкое море», когда $h_* < R_k$ (см. рис. 2), где R_k также, как и в случае с «глубокое море», будет определять безопасное расстояние (границу) от i-ого ППОО при разрушении его ЗО и выхода j-ых опасных веществ (ОХВ, РОВ) в окружающее водное пространство.

Найдем объем воды, находящийся в слое между дном и поверхностью моря, в котором ОВ из i -ого ППОО с концентрацией или удельной активностью, соответствующей ПДК $_j$ в месте размещения аварийного i -ого ППОО, на момент времени t_k будет равен:

$$V_{\text{слоя}} = \frac{1}{6} \pi h_*^3 + \frac{1}{2} \pi (R_k^2 + r_k^2) h_*,$$

где $r_k = \sqrt{R_k^2 - h_*^2}$.

Но $V_{\text{слоя}} = \frac{M_{0j}}{\text{ПДК}_j}$ для ОХВ или $V_{\text{слоя}} = \frac{P_{0j}}{\text{ПДК}_j}$ - для РОВ.

Отсюда находим R_k – расстояние от i -ого ППОО, на котором концентрация или удельная активность j -ого ОВ достигает значения ПДК $_j$ на момент времени t_k в условиях «мелкого» моря:

$$R_k = \left(\frac{3M_{0j} + \pi h_*^3 \text{ПДК}_j}{3\pi h_* \text{ПДК}_j} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \text{или}$$

$$R_k = \left(\frac{3P_{0j} + \pi h_*^3 \text{ПДК}_j}{3\pi h_* \text{ПДК}_j} \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ м.}$$

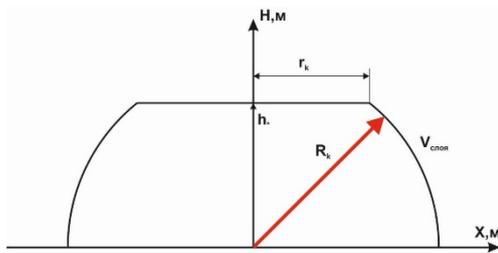


Рис. 2. Схема зон загрязнения (заражения) водного пространства при разрушении ЗО ППОО в условиях «мелкое море»

Площадь дна акватории, загрязненной j -ым опасным веществом из i -ого ППОО, составляет величину:

$$S_k = \frac{3M_{0j} + \pi h_*^3 \text{ПДК}_j}{3h_* \text{ПДК}_j}, \text{ м}^2 \quad \text{или} \quad S_k = \frac{3P_{0j} + \pi h_*^3 \text{ПДК}_j}{3h_* \text{ПДК}_j}, \text{ м}^2.$$

Время наступления равновесных условий (по концентрации или удельной активности j -ого опасного вещества в размере ПДК $_j$) после разрушения ЗО i -ого ППОО - t_k , определяется из закона А. Фика:

$$t_k = \frac{M_{0j} R_k}{K_j S_{\text{пов.}i} (C_{j0} - \text{ПДК}_j)}, \text{ с; } t_k = \frac{P_{0j} R_k}{K_j S_{\text{пов.}i} (A_{j0} - \text{ПДК}_j)}, \text{ с.}$$

Подставляя значение R_k для условия «мелкое море» (4), получим:

$$t_k = \frac{M_{0j} (3M_{0j} + \pi h_*^3 \times \text{ПДК}_j)^{\frac{1}{2}}}{K_j S_{\text{пов.}i} (C_{j0} - \text{ПДК}_j) \times (3\pi h_* \text{ПДК}_j)^{\frac{1}{2}}}, \text{ с. или}$$

$$t_k = \frac{P_{0j} (3P_{0j} + \pi h_*^3 \times \text{ПДК}_j)^{\frac{1}{2}}}{K_j S_{\text{пов.}i} (A_{j0} - \text{ПДК}_j) \times (3\pi h_* \text{ПДК}_j)^{\frac{1}{2}}}, \text{ с.}$$

При расстоянии от ППОО, меньше R_k , $t < t_k$ в условиях «мелкое море» текущее значение концентрации ОХВ или удельной активности РОВ будут иметь значения в точке расположения аварийного ППОО $C_{ij} > \text{ПДК}_j$, $A_{ij} > \text{ПДК}_j$ т.е. в

акватории, в зоне размещения i -ого ППОО с разрушенной ЗО, при $t < t_k$ от начала залпового выброса ОВ чрезвычайной ситуацией считать достижение концентрации j -ого вещества, превышающего значение ПДК $_j$ (ПДК $_{j\text{мр}}$).

Оценка параметров процесса распространения опасных веществ при выбросе из ППОО в условиях «глубокое море» и при наличии подводных течений

Для учета участия постоянных течений в распространении ОВ по морской акватории можно использовать следующие рассуждения. Пусть ППОО затоплен в условиях «глубокое море». В соответствии с ранее принятыми определениями, «глубокое море» – это море, глубина которого $h_* \geq R_k$, где R_k расстояние от ППОО, на которое распространились j -ые ОВ за время t_k , в течение которого концентрация или удельная активность j -ого ОВ из аварийного i -ого ППОО в месте его нахождения стала меньше или равна предельно допустимой ПДК $_j$.

На рисунке 3 представлена схема распространения ОВ от разрушенного ППОО в ламинарном потоке постоянного подводного течения.

Здесь r_k - расстояние, на которое перемещается j -ое ОВ i -ого ППОО за время t_k в результате молекулярной диффузии, м; v_t – скорость постоянного морского течения, м/с; C_j – концентрация j -ого вещества, поступающего в акваторию из разрушенного i -ого ППОО, кг/м 3 . Из рисунка видно, что объем полуконуса – это объем воды с концентрацией j -ого ОВ в точке нахождения аварийного i -ого ППОО в размере ПДК $_j$:

$$V_{1/2k} = \frac{R_k \pi r_k^2}{6}, \quad \text{но} \quad V_{1/2k} = \frac{M_{j0}}{\text{ПДК}_j}, \quad \text{м}^3 \quad \text{или}$$

$$V_{1/2k} = \frac{P_{j0}}{\text{ПДК}_j}, \quad \text{м}^3.$$

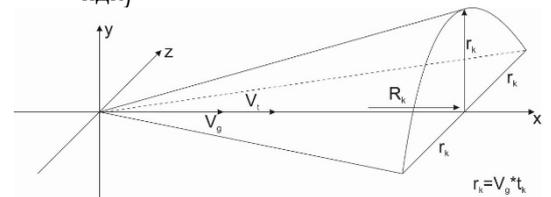


Рис. 3. Схема зон загрязнения (заражения) водного пространства при разрушении ЗО ППОО в условиях «глубокое море» при наличии постоянного течения
Откуда получаем:

$$R_k = \frac{6M_{j0}}{\pi \text{ПДК}_j r_k^2}, \text{ м. или } R_k = \frac{6P_{j0}}{\pi \text{ПДК}_j r_k^2}, \text{ м.}$$

Но $r_k = v_d t_k$ (см. рис. 3). Значение параметра, учитывающего явление диффузионного переноса j -ого вещества в морской воде v_{dj} можно определить из выражения закона А. Фика:

$$v_{dj} = \frac{K_j S_{\text{ни}} (C_{ij0} - \text{ПДК}_j)}{M_{ij0}}, \text{ м/с. или } v_{dj} = \frac{K_j S_{\text{ни}} (A_{ij0} - \text{ПДК}_j)}{P_{ij0}}, \text{ м/с.}$$

Подставляя значение v_{dj} в выражение для r_k , получим выражение для R_k в следующем виде:

$$\text{где } \alpha = \arccos\left(\frac{\vartheta_T M_{0ij}^2}{\vartheta_T^2 M_{0ij}^2 + K_j^2 S_{ni}^2 \text{ПДК}_j (C_{ijo} - \text{ПДК}_j)^2}\right).$$

Аналогичное выражение можно получить и для площади акватории, загрязненной радионуклидами. Время установления равновесных условий по концентрации или удельной активности j-ого опасного вещества в размере ПДК_j после разрушения защитных оболочек i-ого ППО – t_к определяется из закона А. Фика:

$$t_k = \frac{M_{0ij}^2}{[K_j S_{ni} (C_{ijo} - \text{ПДК}_j)]^3} \times \times \left[\frac{6\vartheta_T^2}{\text{ПДК}_j \left[6\pi - \left[\alpha - 2 \sin \alpha \cos \alpha + \cos \alpha^3 \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right] \right]} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (10)$$

Подобное выражение можно получить и для радионуклидов.

Представленная методика оценки параметров загрязнения морских акваторий химическими веществами в результате разрушения защитных оболочек ППО, реализует расчет как процессов распространения опасных веществ в условиях замкнутых морских акваторий (например, в заливах) в отсутствие морских течений за счет, в основном, молекулярной (турбулентной) диффузии, так и распространение опасных веществ в условиях открытого моря при наличии подводных течений.

Методика позволяет проводить расчет параметров распространения опасных веществ для условий «мелкого» и «глубокого» морей.

Литература

1. Вяльшев А.И., Добров В.М., Долгов А.А., Нерсесов Б.А., Римский-Корсаков Н.А. Экологический мониторинг окраинных морей России. – М.: ФГБНУ «Аналитический центр», Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 2019. – 240 с.
2. Большагин А.Ю., Вяльшев А.И., Добров В.М., Долгов А.А., Зиновьев С.В., Котосонов А.С., Хоруженко А.Ф. Методика ранжирования арктических акваторий по степени радиационной опасности // Технологии гражданской безопасности. 2018. Т.15. № 1 (55). С. 10-15.
3. Большагин А.Ю., Вяльшев А.И., Долгов А.А., Ермаков С.Г., Зиновьев С.В., Котосонова М.Н., Хоруженко А.Ф. Оценка вероятности чрезвычайных ситуаций с подводными радиационно опасными объектами Карского моря // Технологии гражданской безопасности. 2020. Т. 17. №1 (63). С. 48 – 53.
4. Вяльшев А.И., Добров В.М., Долгов А.А., Стоянов В.В. Автономная донная станция оперативного контроля состояния акватории – элемент системы снижения риска возникновения чрезвычайной ситуации с подводными потенциально опасными объектами, Тезисы докладов XX Международной научно-практической конференции по проблемам защиты населения и территорий от чрезвычайных ситуаций, 19-21 мая 2015 г., Москва, 2015 г.

ИСКРОПЕРЕНОС ПРИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРАХ И ИХ ЛОКАЛИЗАЦИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АВИАЦИИ

Н.П. Копылов, И.Р. Хасанов, А.Е. Кузнецов, Е.Ю. Сушкина

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Всероссийский ордена «Знак Почёта» научно-исследовательский институт противопожарной обороны Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий»

143903, г. Балашиха, мкр. ВНИИПО, д.12

E-mail: vniipo@mail.ru

Ландшафтные пожары (одной из основных разновидностей являются лесные пожары) стали национальным бедствием не только для России, но и для многих стран мира. Они ежегодно уничтожают огромные площади лесных массивов (до 3,7 млн. га только по России, переходя на населенные пункты, объекты экономики и военной инфраструктуры, уничтожают их).

В 1972 году только в Подмоскowie лесными пожарами уничтожено 19 деревень, погибло 104 человека [1]. В 2010 году лесными пожарами уничтожено 3200 строений, погибло 62 человека, ущерб составил 90 млрд. рублей [2]. В 2018-2020 годах ситуация повторилась. Аналогичные показатели по статистике в странах Европы, Северной Америке, Австралии.

Переход лесного пожара на населенные пункты и объекты происходит несколькими способами: за счет воздействия теплового излучения от факела или самого факела пламени на горючие материалы населенного пункта или объекта; за счет заброса на территорию населенного пункта или объекта искр и головней.

Для решения практических задач защиты населенных пунктов и объектов от перехода на них лесных пожаров необходимо определить безопасные расстояния от фронта лесного пожара до границ населенного пункта или объекта и рекомендовать наиболее эффективные методы этой защиты. К таким методам относятся, прежде всего, использование авиации с эффективными огнетушащими веществами (ОТВ).

В [3, 32] отмечается, что величина теплового потока и конвективные потоки над факелом пламени

лесного верхового пожара способны воспламенить древесину и лесные горючие материалы в окрестности населенного пункта или на объектах на расстоянии до 50 м.

При сильном ветре и высокой интенсивности лесного пожара реализуется пятнистая форма распространения лесного пожара [4] за счет переброса на расстояния до 200 м и более горящих частиц (искр и головней). Какова же реальная подтвержденная расчётно и экспериментально дальность заброса горящих частиц?

Наиболее активно за рубежом и в нашей стране исследованием искропереноса при лесных пожарах начали заниматься со второй половины 20-го века [5-31]. В большинстве работ по исследованию искропереноса задача расчета дальности заброса искр, способных обеспечить воспламенение горючих материалов, предполагает решение нескольких подзадач: определение скоростей газовых потоков в конвективной колонке (1-ая задача) и атмосфере (2-ая задача), то есть расчет взаимодействия конвективной колонки с полем ветра; определение закономерностей горения и аэродинамических характеристик (сопротивления) частиц при движении в газовом потоке (3-я задача).

В [26] обобщены экспериментальные исследования по распространению пожара искропереносом, выполненные под руководством Э.Н. Валендика в ИЛ и Д им. В.Н. Сукачева СОАН СССР. В этой же работе предложена простая формула для определения максимального расстояния Z переноса горящих частиц.

$$Z = t_{\text{пад}} \cdot W, \quad (1)$$

где $t_{\text{пад}} = T(d) - (t_{\text{под}} - t_{\text{зжг}})$ – максимально возможное время падения частиц, с; W – скорость ветра, м·с⁻¹; $T(d)$ – полное время сгорания частиц данных размеров в условиях свободного полета, как функция диаметра d (определяется экспериментально), с; $t_{\text{под}}$ – время подъема частицы в конвективной колонке до начала ее выпадения из нее, с; $t_{\text{зжг}}$ – время воспламенения материалов на земле после попадания на них горячей частицы (определяется экспериментально), с. В свою очередь $t_{\text{под}} = H/v_{\text{под}}$, где $v_{\text{под}} = v_{\text{кнв}} - v_{\text{втк}}$ – скорость подъема частицы до высоты H , м·с⁻¹; H – высота, с которой начинается падение частицы в поле ветра, м; $v_{\text{кнв}}$ – скорость газового потока в конвективной колонке, м·с⁻¹; $v_{\text{втк}}$ – скорость проскальзывания частицы относительно скорости потока, м·с⁻¹.

Исследователями выполнена колоссальная экспериментальная работа на специально созданных экспериментальных установках и на реальных пожарах. Определены времена сгорания частиц в форме шара ($d = 2.6 \div 4.0$ мм), куба (ребро $4.3 \div 9.5$ мм), цилиндра ($d = 3.3 \div 6.0$ мм), диска ($r = 6.0 \div 14.0$ мм) разных пород деревьев (сосна, лиственница, береза), высоты подъема частиц, время падения частиц в зависимости от высоты их подъема, вероятность загорания мха Шрабера, ветоши вейника.

Для скорости ветра u у поверхности земли $0.8 \div 2.4$ м·с⁻¹, $H = 40 \div 450$ м по формуле (1) получены

значения максимально возможного расстояния, на котором еще происходит загорание лесных материалов $Z = 125 \div 380$ м. Наблюдения за реальными пожарами дали значения $Z = 40 \div 296$ м, при $Z < 50$ м число загораний возрастает до 10, ошибка между вычисленными и экспериментальными значениями дальности заброса искр составляет 64%.

В [27 - 31] траектория частицы описывается уравнениями движения в газовом потоке в поле сил тяжести с разными подходами к определению скорости потока в конвективной колонке и ближней к ней атмосфере и описанию процесса выгорания частиц и их сопротивления в полете.

Например, в [30] в векторной форме траектория движения частиц описывается уравнением:

$$\frac{d\vec{v}_s}{dt} = \frac{C_d}{C_{D_0}} \cdot \frac{\vec{v} - \vec{v}_s}{\tau_v} + \vec{g}, \quad (2)$$

где \vec{v}_s – вектор скорости частицы; \vec{v} – скорость вектора потока в приземном слое атмосферы; τ_v – характерное динамическое время; C_d , C_{D_0} – коэффициенты сопротивления; \vec{g} – вектор ускорения силы тяжести; индекс s относится к параметрам частицы.

Взаимодействие конвективной колонки с полем ветра определяется в [27] по модели [33], в [28 - 30] на основе решения уравнений Рейнольдса, в [31] по модели [34].

Изменение массы частиц во время полета в [30] описывается уравнением:

$$\rho_s \frac{da}{dt} = -M_0 k_0 c_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_{50}}\right) \quad (3)$$

где ρ_s – плотность частицы; a – начальный радиус частицы; индекс 0 относится к параметрам на поверхности частицы.

В [28 - 30] рассматриваются сферические частицы. В [27, 31] – рассмотрены сферические и цилиндрические частиц, их выгорание в полете описывается экспериментально установленной в [6] зависимостью:

$$\left(\frac{R(t)}{R_0}\right)^2 = 1 - c \left(\frac{v_b t}{R_0}\right)^n, \quad (4)$$

где R_0 и $R(t)$ – начальный и текущий радиус частицы; $c = 1.15 \cdot 10^{-13}$; $n = 2.5$; v_b – скорость витания.

Коэффициент сопротивления $C_d = 5.31 - 4.88\Psi$ в [27], Ψ – фактор формы меняющегося со временем цилиндра и равен 1 для сферы. $C_d = f(\Psi)$ [31], $0.01 < \Psi < 0.1$ для цилиндра с образующей $L \leq 2$ см и $r \leq 0.5$ см для сферы.

Все описанные выше модели искропереноса позволяют вычислить дальность заброса частиц и хорошо согласуются с экспериментом, описанным в [38]. Система обыкновенных дифференциальных уравнений для всех трех моделей решалась методом Рунге-Кутты с соответствующими начальными и граничными условиями.

По модели [27] выполнены расчеты для различных мощностей очага пожара $Q = 10$ МВт, 100 МВт, 1000 МВт; скоростей ветра $u = 11$ м·с⁻¹, 17 м·с⁻¹, 27 м·с⁻¹; форм частицы – сфера и цилиндр

$h_0/R_0 = 2 \div 10$, h_0 – начальная длина цилиндра, R_0 – начальный радиус частицы.

В [36] для лесных верховых пожаров определена интенсивность тепловыделений $i = 1.1 \div 9.2$ МВт·м⁻². Тогда вышеприведенные значения Q соответствуют по охвату небольшим, средним и крупным верховым лесным пожарам [39].

В [27] установлено, что движение частицы определяется тремя безразмерными параметрами, которые определяют газодинамическую картину течения (λ_0) и динамические свойства частицы (γ , Fr):

$$\lambda_0 = v_0 / (U_* \sqrt{\sigma}); \gamma = \alpha \frac{\rho_a}{\rho_s} C_D; Fr = U_*^2 / (g \cdot R_0), \text{ где } v_0$$

– скорость ветра на высоте приземного слоя атмосферы; $U_* = (g^2 \beta Q_0 / \sigma)^{1/5}$; β – коэффициент теплового расширения, Q_0 – интеграл тепловыделения; σ – коэффициент турбулентной вязкости; ρ_a , ρ_s – плотность воздуха и частицы; $\alpha=0.375$ – сфера; $\alpha=0.318$ – цилиндр.

Для оптимальных значений числа Фруда обеспечивающих максимальную дальность заброса частиц получено соотношение:

$$\tilde{\Delta}_* = 0.42 + 6.58 \lambda_0^{0.96}, \text{ где } \tilde{\Delta}_* = \frac{\Delta / \chi_*}{\sqrt{\sigma}}, \Delta - \text{ радиус}$$

очага пожара, $\chi_* = U_*^2 / g$. Для сферы $Fr=325$, для цилиндра $Fr=150$.

Расчеты показали, что величина максимального заброса L горящих элементов во всем практически наблюдаемом при лесных пожарах интервале тепловых мощностей и скоростей ветра находится в пределах: $Q=10$ МВт – $L=30 \div 125$ м; $Q=100$ МВт – $L=200$ м; $Q=1000$ МВт – $L=330$ м.

Статистика показывает, что при чрезвычайно мощных пожарах с интенсивной конвективной колонкой, срывающимися с флангов пожара в поле сильного ветра вихрями, происходит заброс горящих элементов на несколько километров. Моделирование огненных вихрей при пожарах большой мощности рассмотрено в [37]. Выполненные расчеты показали, что в отличие от обычных конвективных колонок с максимальными горизонтальными скоростями 14 м·с⁻¹ в вихре развивается сильно закрученное течение с тангенциальными скоростями 25–45 м·с⁻¹. Высота подъема продуктов горения увеличивается по сравнению с конвективной колонкой более, чем в 1.2 раза. Этим и объясняется существенное увеличение дальности заброса горящих элементов при мощных пожарах.

Математическое моделирование переноса горящих частиц над очагами пожаров за рубежом также начиналось с рассмотрения развития конвективных струй над очагами лесных пожаров. В [18] исследованы траектории распространения горящих частиц при постоянной скорости ветра для различных значений ширины конвективной зоны пожара. При ширине зоны пожара 53 м и соответствующем подъеме горящих частиц на высоту 350 м рассчитанная их максимальная дальность переноса около 1,8 км.

В работе [19] на основе анализа пожаров и экспериментов предложена математическая модель для расчета расстояния переноса горящих частиц от лесного пожара. Модель рассчитана для практического использования и позволяет по номограммам и графикам оценить максимальную дальность переноса частиц в зависимости от: вида и высоты деревьев; поля ветра; рельефа местности.

Так, при средней высоте деревьев 20 м и подъема горящих частиц на высоту до 100 м максимальная дальность переноса частиц при скорости ветра на уровне высоты деревьев 10 м·с⁻¹ достигает 250 м, при скорости ветра 20 м·с⁻¹ – 400 м.

Предложенная в [19] модель была дополнена разработанными подмоделями – модель оценки высоты и угла наклона продуваемого ветром фронта пламени линейного пожара, упрощенную двумерную модель продуваемого ветром плавучего шлейфа от пожара, логарифмический профиль скорости ветра и эмпирически обоснованную модель скорости горения деревянного цилиндра в поперечном потоке [20].

Моделирование переноса частиц при интенсивности кромки пожара 21.8 МВт·м⁻¹ при скорости ветра 7 м·с⁻¹ на высоте 10 м показало, что максимальное расстояние дальности полета частиц 1,4 км.

Эти результаты расчетов были сравнены с результатами, выполненными в [21] для стационарного очага пожара интенсивностью кромки огня 40 МВт·м⁻¹ и фиксированной скоростью ветра около 7 м·с⁻¹. Полученные в [21] максимальные расстояния переноса 0.60–0.65 км значительно ниже значений работы [20], в которой используется логарифмический закон изменения значений скорости ветра с высотой.

В [22] рассмотрено распространение верхового лесного пожара со скоростью 70 м·мин⁻¹ при скорости ветра 6 м·с⁻¹. Интенсивность тепловыделения кромки огня 40 МВт·м⁻¹. Было проведено моделирование для двух типов горящих частиц – дисков и цилиндров, для которых максимальные расстояния переноса 0.191 и 0.089 км, соответственно.

Для моделирования использовался компьютерный код FIRETEC [23], основанный на различных моделях переноса и горения горящих частиц в форме диска и цилиндра с учетом ветровой нагрузки и турбулентности. Установлено, что частицы в форме дисков движутся дальше, чем цилиндры.

В зависимости от массы частицы расстояние их переноса при верховых пожарах значительно отличается. Так, для частиц массой 13.7 г максимальная дальность 500 м при времени полета 49 с, для частиц массой 1.8 г максимальная дальность 300 м при времени полета 33 с [24].

Компьютерное моделирование переноса горящих частиц на основе уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска в нестационарном трехмерном ветровом поле рассмотрено в [25]. Модель учитывает сопротивление частиц относительно потока. Частицы представлены в виде сферических частиц с широким диапазоном размеров

и подвергаются пиролизу и потере массы при полете.

Расстояния обнаружения частиц сравниваются с максимальным расстоянием обнаружения частиц, полученным с помощью модели [19] для нескольких сценариев лесных пожаров. Полученные расчетные оценки максимального расстояния переноса горящих частиц для низового пожара мощностью $2 \text{ МВт}\cdot\text{м}^{-1}$ соответствуют результатам модели [19]. Для верховых пожаров интенсивностью кромки пожара $50 \text{ МВт}\cdot\text{м}^{-1}$ максимальные значения расстояний на 40% ниже прогнозируемых результатов модели [19].

Анализ работ, выполненных зарубежными исследователями в области искропереноса при лесных пожарах, указывает на большой разброс расчетов по дальности заброса горящих элементов. Особое сомнение вызывают данные, полученные в [19, 20]. Это подтверждают также результаты расчетов, полученных в [21], а дальность заброса искр более чем в два раза меньше, чем в [20] (0.6 км и 1.4 км соответственно). Это подтверждают и результаты расчетов, полученные в [25]. Модель [25] близка по постановке задачи и методам ее реализации к отечественным разработкам [27, 28].

Таким образом, суммируя результаты экспериментальных исследований и расчетов по искропереносу в зависимости от мощности лесных малых, средних и крупных пожаров дальность заброса горящих частиц находится в пределах до 100 м; от 100 м до 200 м и от 200 м до 400 м.

При катастрофических пожарах площадью более 2000 га и мощностью более 1000 МВт за счет образования вихрей дальность заброса горящих элементов лесных горючих материалов может составлять величину до 2 км.

Одним из способов снижения вероятности перехода лесных пожаров на населенные пункты и объекты является способ обработки горючих материалов в полосе примыкающей к строениям и даже самих строений ретардантами – веществами предотвращающими воспламенение и развитие пожара. К таким веществам относятся антипирены, загустители, смачиватели и их комбинации. Огнезадерживающие и огнетушащие свойства этих веществ в настоящее время достаточно хорошо изучены авторскими коллективами ИЛ и Д им. В.Н. Сукачева СО РАН, СПб НИИЛХ, ВНИИПО МЧС России, ФБУ «Авиалесоохрана» и др.

Ширина заградительных полос, создаваемых с помощью ретардантов вблизи населенных пунктов и объектов, как было показано выше, может достигать до 400 м, а длина их может превышать 1000 м. Создать заградительные полосы таких размеров, с учетом высокой скорости подхода фронта лесного пожара к населенным пунктам и объектам, с использованием наземной пожарной техники практически невозможно.

В этом случае решить проблему можно только с использованием авиационных средств тушения лесных пожаров. В [3] обобщены результаты многолетних исследований по оценке

эффективности применения ретардантов при локализации и тушения лесных пожаров с применением авиации. Результаты этих исследований позволяют выработать тактику применения авиации для защиты населенных пунктов и объектов от лесных пожаров: выбрать наиболее эффективные добавки к воде, определить безопасные и целесообразные условия сброса огнетушащих веществ.

Выводы.

Проведенный анализ методов и моделей оценки дальности переноса горящих частиц при лесных пожарах показал, что этот процесс зависит от многих факторов: вида и интенсивности пожара, характеристик лесной растительности, скорости ветра, размера, массы и формы горящих частиц, длительности их горения, рельефа местности и др.

Механизм переноса горящих частиц состоит в следующем. Частицы увлекаются конвективной колонкой, формирующейся над очагом пожара. Когда скорость подъема частицы становится равной нулю (величина вертикальной составляющей аэродинамической силы становится меньше или равной ее весу), она выпадает из колонки и под действием силы тяжести начинает падать. В зависимости от материала, величины и времени полета частица или сгорает, или, попадая на горючие материалы, может поджечь их. Точность описания этого процесса математическими методами зависит от степени учета различных факторов, влияющих на перенос горящих частиц.

Разработанные математические модели и разработанные на их основе методики позволяют проводить оценки дальности переноса горящих частиц и прогнозировать риски возникновения и распространения пожара, в том числе на населенные пункты и объекты.

Полученные численные значения дальности заброса горящих элементов при лесных пожарах позволяют определить размеры заградительных полос у населенных пунктов и объектов, расположенных в лесах.

Создание таких полос в сжатые сроки, с учетом динамики лесных пожаров, возможно лишь с применением пожарной авиации. Эффективность заградительных полос зависит от выбора и условий применения специальных добавок (ретардантов) к воде.

Литература

1. Будыко М.И., Голицын Г.С., Израэль Ю.А. Глобальные климатические катастрофы. – М.: Гидрометеиздат. 1985. С. 158.
2. Копылов Н.П., Хасанов И.Р. Лесоторфяные пожары и их влияние на окружающую среду //Пожарная безопасность. 2013. №2. С. 95-103.
3. Глушков Д.О., Копылов Н.П., Кропотова С.С., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Локализация и подавление горения лесных материалов с применением авиации. Новосибирск: Изд-во СОРАН. 2020. С. 336.
4. Валендик Э.Н., Матвеев П.М., Софронов М.А. Крупные лесные пожары. М: Наука. 1979. С. 197.

- 5 Tarifa C.S. Open fire and transport of firebrands //US Forest Serv. Grant FC-SP-114.2 Ann Report. Madrid. 1963. P. 93.
6. Tarifa C.S., Notario P.P., Moreno F.G. On the flight path and the lifetime of burning particles of wood //10th Symposium (7^{nt}) on Combustion: Pittsburg. 1965. pp 1021-1037.
7. Lee S.L., Hellman J. Firebrand trajectory Study Using on Empirical Velocity dependent burning law //Comb. And Flame. 15. 1970. pp 265-274
8. Manzello, S. L., Shields, J. R., Hayashi, Y., and Nii, D. (2008). Investigating the vulnerabilities of structures to ignition from a firebrand attack. *Fire Safety Science*, pages 143–154.
9. Suzuki, S., Manzello, S. L., and Hayashi, Y. (2013). The size and mass distribution of firebrands collected from ignited building components exposed to wind. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2):2479–2485.
10. Fernandez-Pello, A. C. (1982). An analysis of the forced convective burning of a combustible particle // *Combustion Science and Technology*, 28(5-6):305–313.
11. Holmes, J. D. (2004). Trajectories of spheres in strong winds with application to wind-borne debris // *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 92(1):9–22.
12. Koo, E., Linn, R. R., Pagni, P. J., and Edminster, C. B. (2012). Modelling firebrand transport in wildfires using HIGRAD/FIRETEC // *International Journal of Wildland Fire*, 21(4):396–417.
13. Sardoy, N., Consalvi, J. L., Kaiss, a., Fernandez-Pello, a. C., Porterie, B., and a.C. Fernandez Pello (2008). Numerical study of ground-level distribution of firebrands generated by line fires // *Combustion and Flame*, 154(3):478–488.
14. Sardoy, N., Consalvi, J.-L., Porterie, B., and Kaiss, A. (2006). Transport and combustion of Ponderosa Pine firebrands from isolated burning trees. In 2006 1st International Symposium on Environment Identities and Mediterranean Area, ISEIM, July 9, 2006 - July 12, pages 6–11.
15. Manzello, S. L., Shields, J. R., Yang, J. C., Hayashi, Y., and Nii, D. (2007). On the use of a firebrand generator to investigate the ignition of structures in wildland–urban interface (WUI) fires. In *Eleventh International Fire Science and Engineering Conference (INTERFLAM)*, pages 3–5.
16. Suzuki, S., Manzello, S. L., Lage, M., and Laing, G. (2012b). Firebrand generation data obtained from a full-scale structure burn. *International Journal of Wildland Fire*.
17. Kortas, S., Mindykowski, P., Consalvi, J. L., Mhiri, H., and Porterie, B. (2009). Experimental validation of a numerical model for the transport of firebrands. *Fire Safety Journal*, 44(8):1095–1102.
18. Tarifa CS, del Notario PP, Moreno FG, Villa AR (1967) Transport and combustion of firebrands. Final Report of Grants FG-SP-114. - Madrid, Spain. Instituto Nacional de Tecnica Aeroespacial. – 95 p.
19. Albini F (1979) Spot Fire Distances From Burning Trees – A Predictive Model. USDA Forest Service, General Technical Report INT-56. (Missoula, MT)
20. Frank A. Albini, Martin E. Alexander, Miguel G. A mathematical model for predicting the maximum potential spotting distance from a crown fire // *International Journal of Wildland Fire* 2012, 21, 609–627 <http://dx.doi.org/10.1071/WF11020>.
21. Sardoy N, Consalvi JL, Porterie B, Fernandez-Pello AC (2007) Modeling transport and combustion of firebrands from burning trees // *Combustion and Flame* 150, 151–169. doi:10.1016/J.COMBUSTFLAME.2007.04.008
22. Koo E., Pagni P.J, Linn R.R (2007) Using FIRETEC to describe firebrand behavior in wildfires // In ‘The Tenth International Symposium of Fire and Materials’, 29–31 January 2007, San Francisco, CA. (Interscience Communications: London, UK)
23. Linn RR, Reisner J, Colman JJ, Winterkamp J (2002) Studying wildfire behavior using FIRETEC. *International Journal of Wildland Fire* 11, 233–246. doi:10.1071/WF02007
24. Eunmo Koo, Rodman R. Linn, Patrick J. Pagni, Carleton B. Edminster Modelling firebrand transport in wildfires using HIGRAD/FIRETEC // *International Journal of Wildland Fire* 2012, 21, 396–417 <http://dx.doi.org/10.1071/WF09146>.
25. José C.F. Pereira, José M.C. Pereira, André L.A. Leite, Duarte M.S. Albuquerque. Calculation of Spotting Particles Maximum Distance in Idealised Forest Fire Scenarios // *Journal of Combustion Volume*, 2015, Article ID 513576. - 17 p. <http://dx.doi.org/10.1155/2015/513576>.
26. Валендик Э.Н. Борьба с крупными лесными пожарами. Новосибирск: «Наука» СО АН. 1990. С. 191.
27. Гостинцев Ю.А., Суханов Л.А., Лазарев В.В., Тиманов В.Н. О забросе горящих элементов ветром из очага лесных пожаров //Горение и пожары в лесу. Тезисы докл. межреспубл. Конф. Красноярск: ИЛ и Д им. Сукачева. СО АН СССР. С. 64-67.
28. Гришин А.М. Математические модели лесных пожаров. Томск: Изд-во ТГУ. 1981. С. 277.
29. Гришин А.М., Грузин А.Ю. Численное исследование аэродинамики приземного слоя атмосферы и закономерностей распространения горящих частиц при верховых лесных пожарах //Газодинамика неравновесных процессов. Сб. науч. тр. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР. 1981. С. 71-76.
30. Гришин А.М., Грузин А.Д., Зверев В.Г. Тепломассоперенос и распространение горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах //Физика горения и взрыва. 1981. №4. С. 78-84.
31. Копылов Н.П., Москвиллин Е.А., Мотин М.А. Определение радиуса разлета горящих частиц при пожарах //Пожарная профилактика. Сб. науч. тр. М: ВНИИПО. 1983. С. 101-108.
32. Гришин А.М., Зверев В.Г. Анализ ширины противопожарных заслонов при верховых лесных пожарах //Газодинамика неравновесных процессов. Сб. науч. тр. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР. 1981. С. 77-81.
33. Гостинцев Ю.А., Суханов Л.А., Солодовник А.Ф. Стационарная автомодельная струя над точечным концентрационным источником. МЖГ. №2. 1983
34. Воробьев Б.М., Копылов Н.П., Пономарева О.В. Численное моделирование сильно перегретых конвективных струй при различных атмосферных условиях //Горение и пожары в лесу. Тезисы докл на Первом всесоюзном совещании. ИЛ и Д им. В.Н. Сукачева СО АН СССР. Красноярск. 1978. С. 69-73
35. Курбатский Н.П. Классификация лесных пожаров //Вопросы лесоведения. Красноярск. 1977.
36. Копылов Н.П., Кузнецов А.Е., Кузнецов Г.В., Сушкина Е.Ю., Карпов В.Н. Моделирование авиационного способа тушения лесных пожаров //Пожарная безопасность. 2019. №4. С. 32-41.
37. Копылов Н.П., Рыжов А.М., Хасанов И.Р. Моделирование крупных пожаров. В кн. Моделирование пожаров и взрывов: М. Ассоциация «Пожнаука». 2000 г. С. 170-188
38. О результатах модельных опытов по определению условий перехода лесных пожаров на населенные пункты и исследование способов противопожарной защиты складов пиломатериалов: отчет о НИР // ВНИИПО МВД СССР, рук. Копылов Н.П. 1982. 110 с. Инв. № 732

МЕТОДОЛОГИЯ ЛАБОРАТОРНО-СТЕНДОВЫХ ИСПЫТАНИЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОГНЕТУШАЩИХ ВЕЩЕСТВ ПРИ АВИАЦИОННОМ СПОСОБЕ ТУШЕНИЯ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

Н.П. Копылов¹, П.А. Стрижак², С.Н. Копылов¹, А.Е. Кузнецов¹, Е.Ю. Сушкина¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение «Всероссийский ордена «Знак Почёта» научно-исследовательский институт Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий»
143903, Московская область, г. Балашиха, мкр. ВНИИПО, д. 12
E-mail: vniipo@mail.ru

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»
634050, г. Томск, пр. Ленина, д. 30
E-mail: tpu@tpu.ru

При тушении лесных пожаров рекомендуется применять добавки к воде (антипирены, загустители, смачиватели, их комбинации). Оценка огнезадерживающей и огнетушащей эффективности этих добавок, как правило, выполняется на лесных участках применительно к наземным средствам подачи: от ранцевых огнетушителей, через стволы от пожарных автомобилей, мотопомп [1, 2].

Применение авиации для локализации и тушения лесных пожаров изменяет условия подачи огнетушащих веществ и их взаимодействия с горючими материалами. Происходит диспергирование в атмосфере сброшенных с авиационных средств массивов огнетушащих веществ.

Натурные эксперименты по определению эффективных концентраций добавок к воде с использованием авиации при тушении лесных пожаров являются чрезвычайно дорогостоящими и трудновоспроизводимыми.

Выбор антипиренирующих и ингибирующих добавок к воде при авиационном способе тушения лесных пожаров обоснован в [3]. Отмечается, что к числу наилучших антипиренов относятся вещества, образующие такие кислоты, как H_3PO_4 , H_2SO_4 , HJ , HBr , HCl , и щелочи KOH , $NaOH$, и вещества содержащие группы, способные образовывать соединения с водородной связью. Эти группы встречаются в таких активных антипиренах, как фосфаты, сульфаты, сульфанола.

Загустители, используемые в качестве добавок к воде, не только влияют на процесс разрушения водяного массива в атмосфере, способствуя укрупнению капель, но также, попадая на горючие лесные материалы, покрывают их огнезащитным слоем, препятствующим воспламенению этих материалов и распространению горения по ним.

В [4 - 8] предложены лабораторные и стендовые методы испытаний огнетушащих веществ при авиационном способе борьбы с лесными пожарами. Эти методы включают определение:

– механизмов огнезадерживающего и огнетушащего воздействия водных растворов

огнетушащих веществ на древесину – основной лесной горючий материал;

– определение времени воспламенения обработанной водными растворами древесины от теплового источника, имитирующего искру лесного горючего материала;

– времени тушения низового и верхового модельных очагов лесного пожара;

– влияния добавок к воде на площадь и плотность орошения выпадающей на землю диспергированной массы огнетушащего вещества.

Лабораторные установки для проведения экспериментов и сами методики экспериментов, обработка полученных результатов, описаны в [4 - 7]. Эти методики отработаны на выбранных в качестве эталонных растворах бишофита и диаммоний фосфата.

Установлено, что обработка древесины растворами бишофита с концентрациями от 4% до 32% приводит к снижению энергии активации E реакций дегидратации и деполимеризации целлюлозы. Например, энергия активации снижается с $102.09 \text{ кДж}\cdot\text{моль}^{-1}$ для необработанной древесины до $48.60 \text{ кДж}\cdot\text{моль}^{-1}$ обработанной древесины 18%-ым раствором бишофита. Изменение констант скорости химической реакции характеризует глубину реакций дегидратации и деполимеризации, особенно при невысоких температурах. Это, видимо, свидетельствует об усилении вклада газофазных процессов. Все это показывает, что происходит ускорение образования карбонизированного остатка и, тем самым, повышается огнестойкость древесины.

Обработка древесины растворами диаммоний фосфата привела к уменьшению скорости выделения летучих продуктов термоокислительной деструкции древесины в 2–2.5 раза.

На установке по определению времени воспламенения древесины искрой, искра моделируется нихромовой спиралью, нагреваемой электрическим током. При использовании спирали в качестве модели искры создаются завышенные условия теплового воздействия на древесину, так как искра с течением времени затухает и ее температура

снижается, а температура спирали практически остается постоянной.

При проведении экспериментов интервал температуры спирали выбирается от 973 К до 1123 К. Эксперименты по воздействию искры на древесину, обработанную раствором $MgCl_2$ (бишофит), показали, что растворы бишофита задерживают воспламенение древесины на 90 с, и, кроме того примерно на 523 К повышается температура ее воспламенения. При этом огнезащитный эффект возрастает с увеличением времени обработки и концентрации раствора.

Для сравнения тестовые эксперименты были проведены также для растворов MgJ_2 , $MgBr_2$ с концентрациями 8%, 16%, 32%. Время и температура воспламенения существенно возрастают в ряду $MgJ_2 > MgBr_2 > MgCl_2$.

Древесина, обработанная раствором MgJ_2 , начиная с концентрации 8% практически не воспламеняется, а обработка древесины 32%-м раствором $MgBr_2$ при температуре источника воспламенения 1043 К задерживает время ее воспламенения на 50% по сравнению с обработкой раствором $MgCl_2$ той же концентрации. Этот метод важен для оценки защитных свойств заградительных полос при распространении пожара за счет переброса искр.

Определение времени тушения низового и верхового пожаров водными растворами проводится на стенде, описанном в [8]. Схема очагов, моделирующих верховой и низовой лесные пожары представлена на рис. 1, 2.

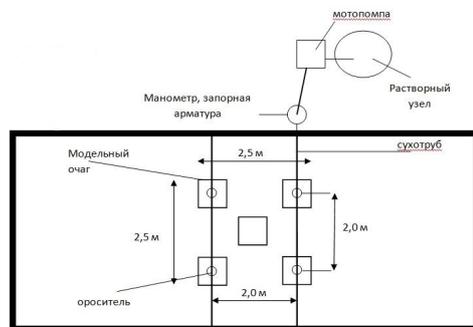


Рис. 1. Схема очагов, моделирующих верховой лесной пожар

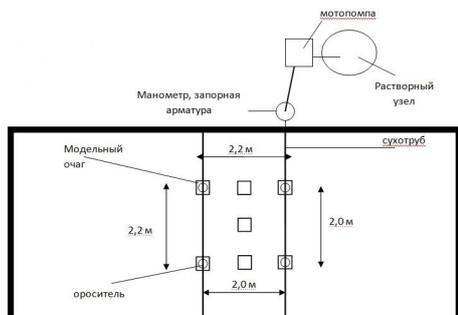


Рис. 2. Схема очагов, моделирующих низовой лесной пожар

Для исследования процесса тушения пожара в качестве модели используются штабели древесины с тепловыделениями: $i=0.31 - 2.72$ МВт·м⁻² для низового пожара; $i=1.1 - 9.2$ МВт·м⁻² для верхового пожара. Очаги, моделирующие верховой и низовой лесные пожары (рис. 1, 2), создаются из модельных очагов пожара класса А по ГОСТ Р 51057-2001. Для получения необходимого спектра капель огнетушащего вещества используется ороситель СНВ – 12 с коэффициентом производительности $K_{пр}=0.7$ и рабочим давлением $P_{раб}=0.2$ МПа.

Результаты тестовых испытаний по тушению лесных пожаров приведены в табл. 1 [9].

Таблица 1. Результаты огневых экспериментов по определению эффективности тушения очагов, имитирующих лесной пожар водой и различными растворами

Огнетушащее вещество	Время разгорания, с	Время тушения очагов, с	Очаг, имитирующий вид лесного пожара
Вода	383	39/52/57/62/80	Верховой
Вода	380	30 (время тушения последнего очага)	Низовой
Раствор бишофита, 8%-ный		14/57/63/70/92	Верховой
Раствор бишофита, 8%-ный	325	11/14/16/23/29/31/ 33	Низовой
Раствор бентонита, 5%-ный	320	11/13/15/16/18/19/ 34	Низовой
Раствор воды с примесью бентонита 10%-ный	360	13/16/17/20/21/31/ 45	Низовой
Раствор воды с примесью бентонита 10%-ный	340	39/43/51/57/78	Верховой
Вода + 0,3%-ный	385	60/90 – на остальных очагах горение	Верховой

«Файрэкс»		продолжалось	
Вода + 0,3%-ный «Файрэкс»	323	13/16/17/18/22/35/ 84	Низовой

Приведенные в таблице данные позволяют оценить эффективность добавок при тушении лесных пожаров с применением авиации.

Сброшенное с авиационного средства огнетушащее вещество трансформируется при движении в атмосфере по схеме [10]: «сплющивание» водяного объема; формирование «перешейков» (образование пузырей – «парашютов»); разрушение пузырей и образования водных цепочек; образование облака мелких капель.

Стенд для исследования трансформации ОТВ описан в [8] и представлен на рис. 3.

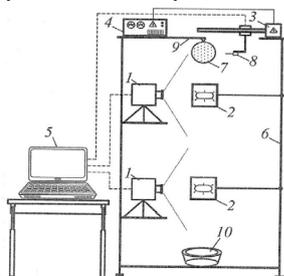


Рис. 3. Схема стенда:

- 1– высокоскоростные видеокамеры;
- 2– прожекторы; 3– моторизованное координатное устройство (МКУ); 4– блок питания МКУ; 5– персональный компьютер (ПК); 6– каркас лабораторного стенда; 7– водяное ядро; 8– держатель с закрепленной иглой; 9– металлический стержень для закрепления резиновой оболочки; 10– уловитель капель.

При обработке экспериментальных данных определяются следующие параметры: пройденное массивом ОТВ расстояние (L), максимальный поперечный размер массива (L_x), площадь пятна S_l .

Вычисляется коэффициент $K=S_l/S_w$ для различных начальных объемов V_0 сбрасываемого ОТВ. S_w – площадь покрытия водой. С помощью коэффициента K можно вычислить изменение длины и ширины смоченного полосы и плотность орошения (табл. 2).

Таблица 2. Экспериментальные данные по оценке значений K для различных добавок

Наименование и концентрация добавки, масс. %	Значение коэффициента K
«Файрэкс» 0.3%	1.24
Бишофит 8%	0.88
Бентонит 5%	0.76
Бентонит 10%	0.61
Бентонит 15%	0.29

Плотность орошения $q_{отв} = q_{воды}/K$. Если $K>1$, то $q_{отв}$ уменьшается. Если $K<1$, то $q_{отв}$ увеличивается. При использовании смачивателя «Файрэкс» плотность орошения уменьшается. Для бишофита и бентонита плотность орошения увеличивается.

Таким образом, на основании данных, полученных в лабораторных и стендовых испытаниях огнетушащих веществ для борьбы с лесными пожарами, можно оценить не только их эффективность, но определить параметры их сброса с авиационного средства, в частности, высоту полета h_f , что немаловажно для обеспечения безопасности применения авиации. $H = h_1 + h_f$, где h_1 – высота сброса воды (приведена в [8]); $h_f = (1-K)h_1/(K-r_0/r_w)$ – увеличение (при $K<1$), уменьшение (при $K>1$) высоты сброса ОТВ; r_0 – начальный радиус объема V_0 (в виде шара) ОТВ, сбрасываемого с самолета; r_w – радиус площади покрытия водой S_w [8].

В качестве примера в табл. 3 приведены данные по корректировке высоты сброса ОТВ для самолетов ИЛ-76 и БЕ-200.

Таблица 3. Корректировка высоты сброса ОТВ для реальных условий.

Самолет	Высота (H, м) сброса ОТВ			
	Вода	«Файрэкс» 0.3% об.	Бишофит 8% масс.	Бентонит 5% масс.
Ил-76	70	56	79	93
БЕ-200	50	40	57	66

Литература

1. Арцыбашев Е.С., Акакиев Ф.И., Васильев О.А. и др. Об эффективности огнетушащих химических веществ. //Лесное хозяйство. 1981. №6.
2. Гусев В.Г., Ерицов А.М., Степанов В.Н. Фомин Г.Е. Результаты исследовательских испытаний и апробации новой технологии борьбы с низовыми пожарами. // Труды Санкт-Петербургского научно-исследовательского института лесного хозяйства. СПб. СПбНИИЛХ. 2015. №2. с. 71-73.
3. Копылов Н.П., Кузнецов А.Е., Сушкина Е.Ю., Карпов В.Н., Яшин В.В. Возможные направления выбора ингибирующих и антипиренирующих добавок к воде при авиационном способе тушения лесных пожаров. // Актуальные проблемы пожарной безопасности: тез. докл. XXX Междунар. науч.-практ. конф. М. ВНИИПО. 2018. с. 189-192.
4. Копылов Н.П., Кузнецов А.Е., Сушкина Е.Ю., Яшин В.В. Изучение кинетики термической и термоокислительной деструкции обработанной антипиренами древесины // Пожарная безопасность. 2020. №3. с. 24-29.
5. Копылов Н.П., Кузнецов А.Е., Сушкина Е.Ю., Яшин В.В. Изучение кинетики термической и термоокислительной

деструкции обработанной антипиренами древесины (часть 2) // Пожарная безопасность. 2020. №4. с. 55-62.

6. Копылов Н.П., Кузнецов А.Е., Карпов В.Н. Исследование огнезащитных свойств растворов ретардантов. // Актуальные проблемы пожарной безопасности: тез. докл. XXX Междунар. науч.-практ. конф. М. ВНИИПО. 2018. с. 181-185.

7. Копылов Н.П., Кузнецов А.Е., Карпов В.Н., Яшин В.В. Оценка огнезащитного действия пожара за счет переброса искр // Актуальные проблемы пожарной безопасности: тез. докл. XXX Междунар. науч.-практ. конф. М. ВНИИПО. 2018. с. 186-188.

8. Глушков Д.О., Копылов Н.П., Кропотова С.С., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Локализация и подавление горения

лесных материалов с применением авиации. Новосибирск. Изд-во СО РАН. 2020. с. 336.

9. Копылов Н.П., Карпов В.Н., Кузнецов А.Е., Федоткин Д.В., Хасанов И.Р., Сушкина Е.Ю. Особенности тушения лесных пожаров с применением авиации // Вестник ТГУ. Математика и механика. 2019. № 59. с. 79-85.

10. Волков Р.С., Копылов Н.П., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А., Хасанов И.Р. Высокоскоростная видеорегистрация разрушения водяных снарядов при свободном падении в воздушной среде. // Пожаровзрывобезопасность. 2015. №4. с. 109-115.

ПАРАМЕТРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН В АППАРАТАХ С ПСЕВДООЖИЖЕННЫМ СЛОЕМ

М.И. Ершов^{1,2}, В.Г. Тупоногов², Н.А. Абаймов², А.Ф. Рыжков², М.А. Горский²

¹ГК «ПЛМ Урал»

²620131, ул. Metallургов, 16Б, Екатеринбург, Свердловская обл.

²Уральский федеральный университет

²620002, ул. Мира, 19, Екатеринбург, Свердловская обл.

E-mail: ershov1807@gmail.com

Аннотация

Применительно к средне- и низкотемпературным процессам гетерогенного гетерофазного взаимодействия в узлах очистки от загрязняющих веществ и улавливания CO₂ рассмотрена аналогия поведения стоячих поверхностных волн идеальной жидкости с колебаниями поверхности псевдоожуженного слоя. Численно смоделированы колебания пузырькового трехмерного псевдоожуженного слоя в аппаратах разных размеров в высокопроизводительном параллельном режиме вычислений с помощью программы Ansys Fluent. Проведено сравнение аналитических расчётов для колебаний жидкости с результатами численного моделирования псевдоожуженного слоя и экспериментальными данными по частоте мод поверхностных волн.

Введение

Псевдоожуженный слой представляет собой слой твердого материала, расположенный на решетке с колпачками, через которые нагнетается газ. При достаточных скоростях подачи газового потока зернистый слой ведёт себя как жидкость.

Псевдоожужение используют для проведения разнообразных физических и химических процессов, в которых необходим эффективный контакт между газовой средой и развитой поверхностью дисперсного твёрдого материала.

Расчет перепада давления в псевдоожуженном слое является актуальной проблемой обрабатывающей промышленности. Эйлерова

модель в ANSYS Fluent [1] позволяет смоделировать течение частиц с высокой плотностью упаковки включая сложные механизмы межфазного взаимодействия.

Несмотря на строгое математическое моделирование псевдоожужения, законы сопротивления, используемые в модели, по-прежнему являются полуэмпирическими. Поэтому, крайне важно использовать законы сопротивления, которые бы правильно предсказывали состояние минимального псевдоожужения, при котором слой частиц находится во взвешенном состоянии. При правильном подходе должен обеспечиваться баланс между массовыми силами и силами межфазного трения.

С помощью программы мы можем изучить механизм образования пузырей и гидродинамику псевдоожуженного слоя в течении определенного периода времени.

Постановка задачи и настройки

Расчеты проводились для медных частиц плотностью 8560 кг/м³ диаметром 460 мкм и сферичностью 0,85, согласно экспериментальным данным [2]. Минимальная скорость ожужения равна 0,395 м/с. Было рассчитано шесть вариантов цилиндрических кипящих слоев различного диаметра (от 0,045 м до 0,265 м). Для всех экспериментов были заданы одинаковые значения начальной высоты слоя 0,088 мм, а также скорость воздуха на входе на все сечение установки 1 м/с. Время расчета слоев от 10 до 17 секунд. В результатах расчета представлены рисунки в

плоскости $x=0$ и поверхность с объемной долей частиц 0,4 (вид сверху).

Для всех геометрий была построена структурированная гексаэдрическая сетка в редакторе SpaceClaim Meshing с размером ячейки от 1 мм до 5 мм, для диаметров от 0,045 до 0,265 м, соответственно. Размер ячейки подбирался так, чтобы размер сетки не превышал 200 тысяч элементов, при этом вдоль диаметра было не менее 30 ячеек, а также чтобы выполнялись условия для работы гомогенной модели аэродинамического сопротивления.

При моделировании использовалась модель аэродинамического сопротивления Gidaspow с поправкой на сферичность частицы, встроенная в Ansys Fluent 2020 R2 [1] с помощью UDF. Поток моделировался ламинарным, на стенках для обеих фаз было задано условие непротекания (No Slip).

Сопряжение скоростей и давления потока осуществлялось по схеме SIMPLE. Градиент дискретизируется с помощью схемы Least Squares Cell Based, давление – с помощью схемы PRESTO, а импульс, объёмная доля и нестационарное слагаемое дискретизируются с помощью схемы First Order. Временной шаг составляет 0,001 секунды, коэффициенты нижней релаксации брались по умолчанию.

Результаты и обсуждение

На графике (рис. 1) показана зависимость собственной частоты колебаний слоя от отношения диаметра к высоте слоя. Точки – экспериментальные [2] или смоделированные в Ansys Fluent значения частот на определённой геометрии. Штриховая линия – собственная частота колебаний слоя по формуле Баскакова [3] при высоте $h=0,088$ м (не зависит от диаметра установки). Сплошные линии – расчёт собственной частоты колебаний слоя по методике [4,5] от числа длин полуволн (n) вдоль диаметра установки в предположении аналогии поведения стоячих поверхностных волн идеальной жидкости с колебаниями поверхности псевдооживленного слоя. Из графика можно сделать вывод, что формула Баскакова [3] предсказывает неизменность частоты колебаний от отношения диаметра к высоте, методика стоячих волн [4,5] показывает, что частоты слоя могут меняться дискретно, в зависимости от числа полуволн вдоль диаметра установки, но в рамках постоянного числа полуволн частота будет убывать с ростом отношения диаметра к высоте.

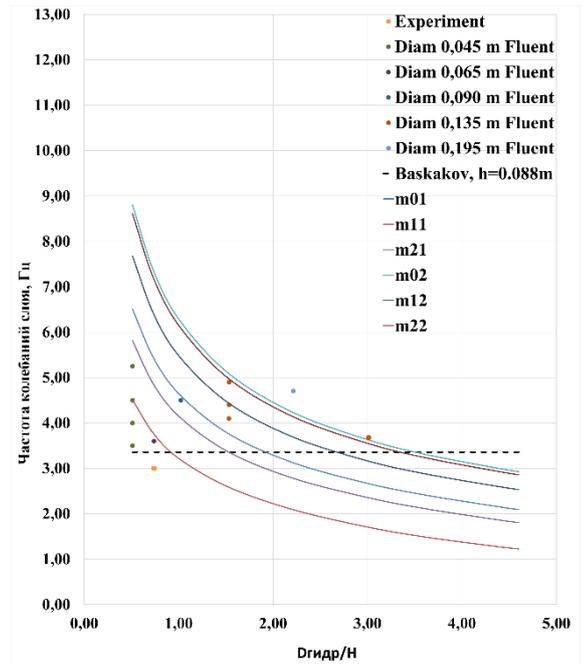


Рис. 1. Частота колебаний слоя

Расчёты в Ansys Fluent показывают, что формула Баскакова [3] даёт правдоподобные результаты лишь при отношении диаметра к высоте менее 1, а также то, что с ростом отношения диаметра к высоте происходит настолько интенсивный рост числа полуволн вдоль диаметра, что параллельно с этим происходит плавный рост частоты колебаний.

Несовпадение смоделированных частот слоя со сплошными линиями, характеризующими числа полуволн можно объяснить абстрактностью используемой аналогии, а также недостаточным порядком дискретизации решателя.

На рисунках 2-7 показана поверхность кипящего слоя при разных количествах полуволн (для различных геометрий). Изоповерхность по объёмной доле твёрдых частиц 0,4 окрашена по значению координаты z (высоте подъёма поверхности). Видно, что с ростом диаметра установки бурление становится интенсивнее, а размер пузырей относительно диаметра установки – меньше.

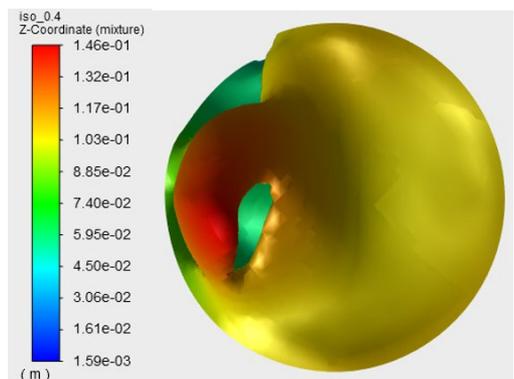


Рис. 2. Одна полуволна ($h=0,088$ м и $D = 0,065$ м)

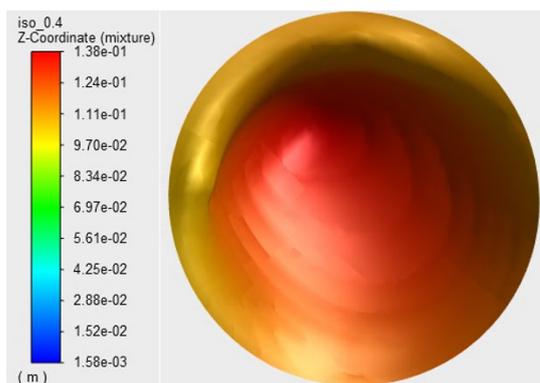


Рис. 3. Две полуволны ($h=0,088$ м и $D = 0,065$ м)

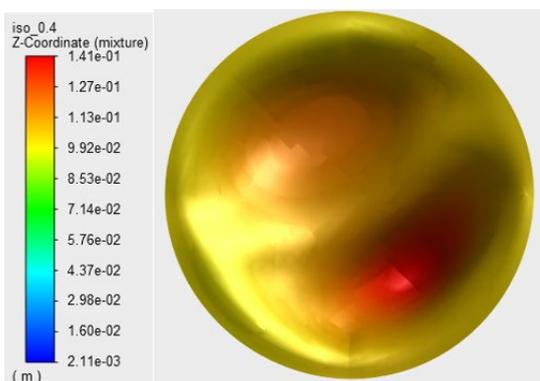


Рис. 4. Три полуволны ($h=0,088$ м и $D = 0,090$ м)

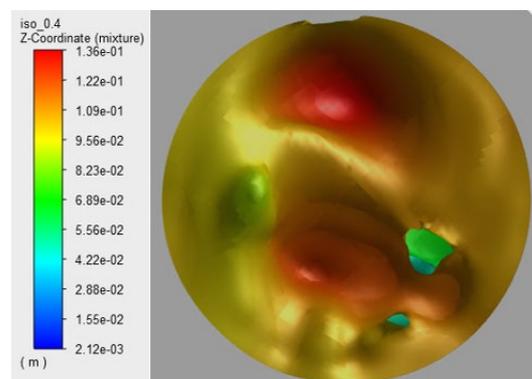


Рис. 5. Четыре полуволны ($h=0,088$ м и $D = 0,135$ м)

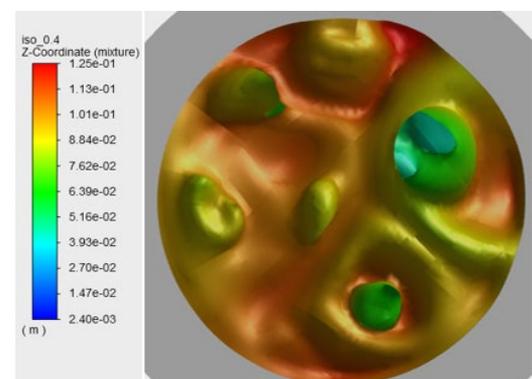


Рис. 6. Пять полуволн ($h=0,088$ м и $D = 0,195$ м)

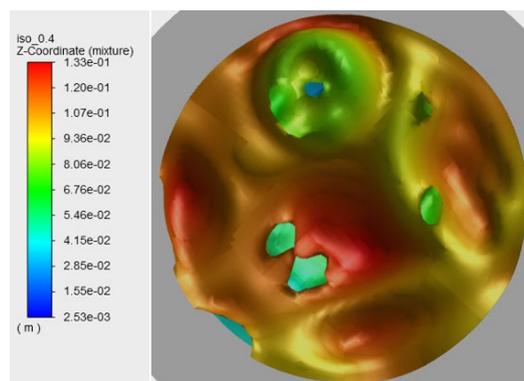


Рис. 7. Шесть полуволн ($h=0,088$ м и $D = 0,195$ м)

Заключение

Трёхмерное моделирование кипящего слоя в Ansys Fluent показало, что аналогия поведения стоячих поверхностных волн идеальной жидкости с колебаниями поверхности псевдооживленного слоя способна предсказывать примерный диапазон возможных собственных частот колебаний кипящего слоя с различными геометрическими параметрами. Механизм перехода между модами (числами полуволн) ещё предстоит изучить.

Литература

1. CAE-система ANSYS [Электронный ресурс] (<http://www.ansys.com/>), актуальность 26.11.2020.
2. Verloop J., Heertjes P.M. Periodic pressure fluctuations in fluidized beds. // Chemical engineering science. 1974. Vol. 29. P. 1035-1042.
3. Baskakov A.P., Tuponogov V.G., Filippovsky N.F. A study of pressure fluctuations in a bubbling fluidized bed // Powder Technology. 1986. V.45. P. 113-117.
4. Schaaf J. van der, Schouten J.C., F. Johnson F., Bleek Cor. M. van den. Multiple modes of bed mass oscillation in gas-solids fluidized beds. // Proc. Of 15 the int. conf. on fluidized bed combustion, Ed. R.B. Reuther, Savannah (GA), USA. CD-Rom. Paper № FBC 99-0201, 1999.
5. Sun J., Chen M.M., Chao B.T Modeling of solids global fluctuations in bubbling fluidized beds by standing surface waves //International Journal of Multiphase Flow. 1994. V.20.P.315-338.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ МОДЕЛИ ДВУХКОМПОНЕНТНЫМ ФЛУОРЕСЦИРУЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ В УСЛОВИЯХ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В.И. Комаров

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Новосибирский национальный исследовательский государственный университет»
Новосибирск, 630090, Россия, Пирогова, 1
E-mail: v.komarov1@g.nsu.ru

Введение. Измерение распределения температур на поверхности модели является одной из необходимых задач при постановке аэродинамического эксперимента. При обтекании модели гиперзвуковым течением на ее поверхности возникает некоторое распределение температур. Определение этих температур и скорости нагрева поверхности исследуемой модели потенциально позволяет определить величину теплового потока к поверхности модели, а также идентифицировать такие структурные особенности течения, такие как ламинарно-турбулентный переход, отрыв и присоединение потока, влияние ударных волн на пограничный слой и т.д.

Информацию о тепловых потоках можно получить, например, из эксперимента на ударных или импульсных трубах. Основной проблемой этих труб является короткое время существования стабильного потока. Например, для импульсной трубы ИТПМ ИТ-302М время рабочего режима составляет от 3 до 100 мс. Измерение температуры в таких малых промежутках времени является очень сложной задачей.

Существуют различные методы измерения температуры. По способу реализации их можно разделить на две группы – контактные и оптические. Из контактных методов можно выделить: малоинерционные калориметрические датчики [1] и метод тонкой стенки [2]. Недостатком методов является необходимость устанавливать большое количество датчиков на поверхности модели, которая может иметь сложную геометрическую форму.

Оптические методы, такие как термоиндикаторы и жидкие кристаллы непригодны для использования их в импульсных АДТ, так как необходимо крепить громоздкие датчики непосредственно на поверхность модели. Применение тепловизионных камер регистрирующих ИК-излучения позволяет получить полную картину теплового излучения поверхности модели. Основным недостатком является непригодность ИК-камеры для импульсных АДТ в которых чистый поток газа загрязняется в процессе пуска.

Оптимальным является использование метода люминофорной термографии. Суть метода заключается в нанесении на поверхность модели люминесцирующего покрытия. Люминесценция возбуждается под действием внешнего источника излучения, например, светодиодом. Такое покрытие

включает в себя два люминофора. Интенсивность люминесценции одного зависит от температуры, а другого нет. При освещении возбуждающим излучением эти два люминофора люминесцируют в разных областях спектра. Если одновременно зарегистрировать интенсивность люминесценции в двух частях спектра и вычислить их отношение, то по заранее отградуированной кривой можно определить температуру.

Изготовление двухкомпонентного покрытия является сложной задачей. Необходимо учитывать взаимное влияние люминофоров на общую флуоресценцию. В научных статьях [3-5] проводятся эксперименты в ударных трубах с различными термочувствительными люминофорами. Недостатками приведенных в статьях покрытий является сложность их изготовления. В данной работе рассматривается более простое в плане изготовления термочувствительное покрытие на основе люминесцентных акриловых красок. Цель работы показать применимость термочувствительных акриловых красок в импульсных трубах на примере импульсной трубы ИТПМ СО РАН ИТ-302М.

Изготовление и градуировка двухкомпонентного люминесцентного покрытия. При измерении температуры поверхности с помощью однокомпонентного покрытия на интенсивность флуоресценции будут влиять следующие факторы: колебание интенсивности внешнего источника излучения, возбуждающего флуоресценцию; геометрия модели; толщина слоя люминесцирующего покрытия.

Чтобы избавиться от этих факторов, необходимо измерять интенсивность флуоресценции в двух спектральных диапазонах. По этой причине применяются двухкомпонентные люминесцентные покрытия, состоящие из двух разных люминофоров, интенсивность флуоресценции одного из них будет зависеть от температуры (активный люминофор), а другого нет (опорный люминофор).

В научной литературе описаны эксперименты с использованием органических люминесцентных покрытий на основе: органического соединения Европия и кумарина [6], 1,10-фенантролин дихлорида Рутения [7], тенойл трифлюорацетона Европия [8], производных изометина [9], соединение Лантана с двуокисью серы с добавлением Европия [10], Покрытия на основе Родамина Б [5].

Одной из проблем является сложность подбора двух люминесцентных красителей. При смешивании органических люминофоров между ними происходит химическая реакция, которая приводит к тушению флуоресценции. Также для некоторых люминофоров [5] необходимо использовать мощный импульсный ультрафиолетовый источника света для возбуждения люминесценции, что технически усложняет метод.

В данной работе используется покрытие на основе люминесцентных акриловых красок производства ЗАО Завод художественных красок «Невская палитра». Поскольку акриловые краски изготовлены из микрочастиц пигмента, взвешенного в акриловой полимерной эмульсии, различные пигменты химически друг с другом не взаимодействуют и не влияют на флуоресценцию. Было установлено, что среди всех красок интенсивность флуоресценции красной краски (цвет – красная светлая, ТУ 2331-022-05751640-2001) зависит от температуры. Для формирования опорного сигнала использовалась краска из той же серии светлого зелёного. Интенсивность их флуоресценции не зависит от температуры. В результате смешивания двух типов красок в соотношении 1:1 в спектре люминесценции композиции наблюдалось два пика интенсивности рис. 1:

1. максимум на длине волны 510 нм – люминесценция зеленого пигмента
2. максимум на длине волны 600 нм – люминесценция красного пигмента, интенсивность которого снижается при увеличении температуры поверхности объекта.

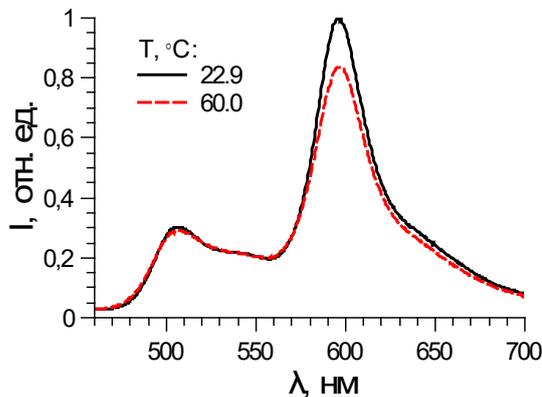


Рис. 1 Нормированные спектры флуоресценции смеси красной и зеленой термоиндикаторной краски

При изменении температуры видно изменение интенсивности флуоресценции в диапазоне длин волн 580-620 нм, соответствующие красному пигменту. Отсутствуют изменения интенсивности в полосе с максимумом 510 нм, соответствующие люминесценции зеленого пигмента.

Была построена градуировочная кривая

$$I_R/I_B = f(T), \quad (1)$$

где I_R – интенсивность на длине волны 600 нм, I_B – интенсивность на длине волны 510 нм, T – температура поверхности образца. Кривая

нормирована на 1 при 30 °C и хорошо описывается линейной функциональной зависимостью рис. 2. Чувствительность покрытия составила 0,354 % / °C.

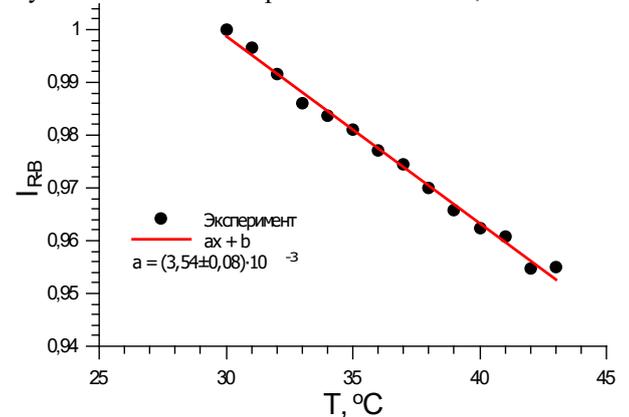


Рис. 2 Градуировочная кривая скорректированная относительная интенсивность в зависимости $I_{(R-B)} = I_R/I_B$ от температуры термоиндикаторного покрытия

В дальнейших экспериментах для расчета разности температур в каждой точке модели использовалась формула:

$$\Delta T = T_0 - T(x, y, t) = \alpha \cdot I_R/I_B, \quad (2)$$

где T_0 – начальное значение температуры поверхности, $\alpha = 0,354 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ – наклон градуировочной кривой. Для апробации метода в качестве исследуемой модели был взят полый цилиндр с углом сжатия на конце. Модель изготовлена из теплоизоляционного материала АГ-4В. Перед экспериментом с помощью аэрографа на модель наносилась двухкомпонентная люминесцентная краска. Толщина слоя после высыхания составила 3 – 5 мкм.

Быстродействие термочувствительного покрытия ограничено временем прогрева полимерной пленки. Внутримолекулярные процессы, приводящие к изменению интенсивности люминесценции, протекают значительно быстрее [3]. Время прогрева можно оценить по формуле:

$$\tau = \frac{4h^2 c\rho}{\pi^2 \lambda}, \quad (3)$$

где λ – теплопроводность, c – теплоемкость, ρ – плотность полимерной композиции, h – толщина слоя. Таким образом, при толщине слоя порядка 3 – 5 мкм временное разрешение покрытия составляет около 40 – 50 мкс. Этого достаточно для измерения полей температур в импульсных трубах с продолжительностью режима порядка 100 мс.

Распределение температуры на поверхности объекта можно получить методом компьютерной обработки одновременно зарегистрированных двух изображений. Обработка заключается в определении интенсивности люминесценции в двух областях спектра и вычислении их отношения. Вычисленное отношение интенсивностей не должно зависеть от яркости возбуждающего люминесценцию источника, толщины нанесения слоя лака и геометрических характеристик объекта исследования [3].

Апробация покрытия. Эксперимент проводился в импульсной аэродинамической трубе ИТ – 302М ИТПМ СО РАН. Схема размещения элементов эксперимента представлена на рис. 3. В качестве источника возбуждающего излучения использовался фиолетовый светодиод (7). Источник освещения (7) использовался совместно с скоростной видеокамера Photron Fastcam SA-Z480C (6) с частотой 20000 кадров в секунду. Объектив Tamron 50mm F/1.8 и светофильтр ЖС-16 (5) устанавливались на системе крепления, исключая влияние вибраций при запуске аэродинамической установки. Камера регистрировала изображение модели (3) через окно рабочей части аэродинамической установки (8). Перед запуском, во время откачки воздуха из рабочей части аэродинамической трубы проводился контроль температуры исследуемой модели для обеспечения ее выравнивания до значений температуры помещения. Перед запуском, во время откачки воздуха из рабочей части аэродинамической трубы проводился контроль температуры исследуемой модели для обеспечения ее выравнивания до значений температуры помещения.

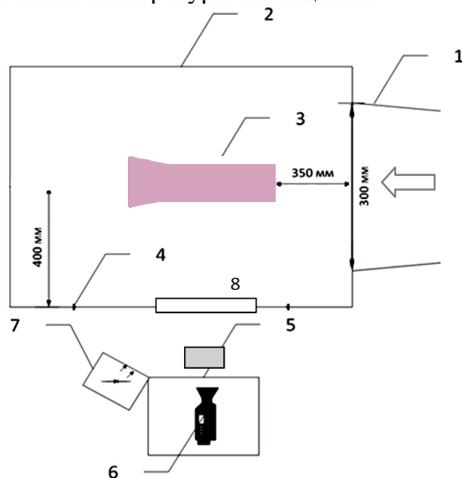


Рис. 3 Схема экспериментальной установки.

1 – сопло аэродинамической трубы; 2 – рабочая часть аэродинамической трубы; 3 – модель НВ-2; 4 – корпус рабочей части; 5 – объектив и светофильтр; 6 – видеокамера; 7 – источник возбуждающего освещения; 8 – окно рабочей части.

Запуск системы регистрации изображения и включение возбуждающего источника излучения осуществлялся по импульсу синхронизации управляющих устройств аэродинамической трубы. Всего было проведено 6 пусков (таблица 1): ламинарный, турбулентный и 2 с переходными значениями соответственно. Re_0 и T_{02} – параметры торможения потока.

Таблица 1. Оформление элементов доклада

Номер пуска	Re_0 , бар	Re_2 , бар	T_{02} , К	Re_1
1	232	20	1427	$4,9 \cdot 10^6$
2	348	143	954	$57 \cdot 10^6$
3	298	43	1057	$18 \cdot 10^6$

4	314	29	1109	$9,5 \cdot 10^6$
---	-----	----	------	------------------

В каждом пуске регистрировалось изображение объекта без потока (непосредственно перед запуском АДТ), кадры в течение времени рабочего режима АДТ и кадры с выключенной подсветкой (фон). Для изображения n из последовательности полученных изображений определялось время регистрации изображения по формуле:

$$t_n = f_{\text{кам}} \cdot (n - 1) + \tau_{\text{кам}} - t_0 \quad (4)$$

где $f_{\text{кам}}$ – частота кадров видеокамеры (Гц), $\tau_{\text{кам}}$ – интервал между получением синхроимпульса видеокамерой и первым собранным кадром (с), t_0 – время запуска аэродинамической трубы относительно синхроимпульса (с). При проведении измерений использовали частоту кадров 20000 Гц. Для повышения соотношения сигнал/шум по 10 последовательным изображениям строился усреднённый кадр – итоговая частота выборки составила $f_{\text{кам}} = 1000$ Гц. Затем из каждого изображения вычитали измеренный фон, и таким образом получали величины сигналов красного канала $I_R(x, y, n)$ и опорного синего $I_B(x, y, n)$ для каждой точки изображения (x, y) и усреднённого кадра n . Вычисление температуры производилось для каждого кадра, полученного в течение всего времени рабочего режима установки.

Результаты эксперимента. На рис. 4 представлены визуализации разности поля температур на поверхности модели в разные моменты времени для ламинарного пуска (Таблица 1, Номер пуска 1). По результатам эксперимента сразу видны зоны с наиболее интенсивным изменением температуры поверхности модели – это область передней кромки модели и коническая область сжатия на задней части модели. Эти области соответствуют зонам торможения и сжатия потока, что и приводит к повышению температуры. Как

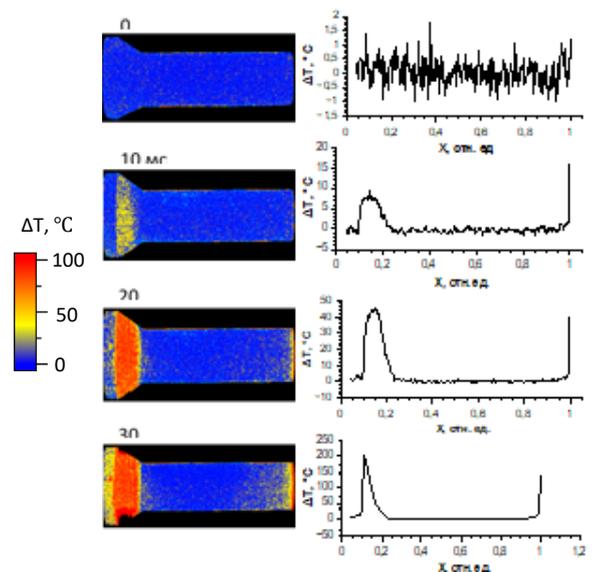


Рис. 3 Визуализация полей температур для ламинарного пуска в разные моменты времени

можно заметить, уже после 30 мс пуска данные по температуре в области сжатия, получаемые с термоиндикаторного покрытия, выходят из области применимости соотношения (4) из-за повышения температуры выше калибровочных значений.

Для сравнения на рис. 5 приведены результаты эксперимента турбулентного режима (Таблица 1, Номер пуска 2). Видно, что уже после 2 мс пуска превышает верхний температурный предел покрытия, краска начинает обгорать. Согласно справочным данным, максимальная температура, которую выдерживают краски, используемые в экспериментах, составляет 260°C

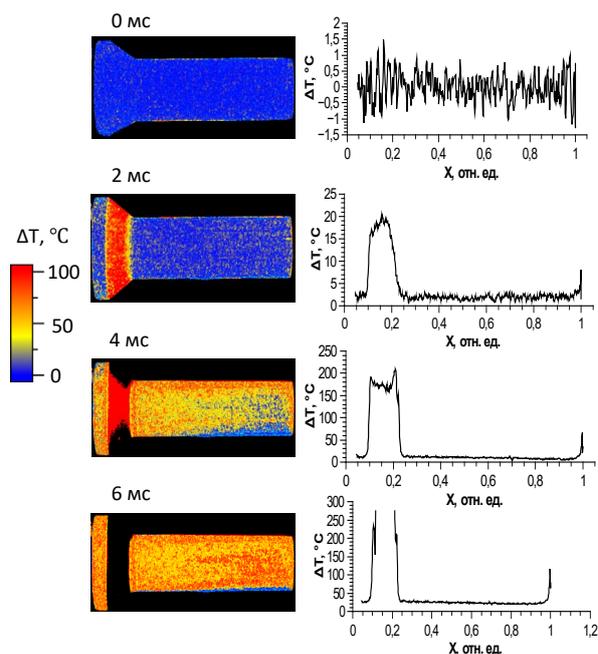


Рис. 4 Визуализация полей температур для турбулентного пуска в разные моменты времени.

Вывод. Результаты экспериментов показали возможность применения метода термоиндикаторных люминесцентных покрытий для визуализации температурного поля моделей в высокоэнтальпийных аэродинамических трубах кратковременного действия. Визуализация

температурного поля покрытием при ламинарном режиме обтекания модели позволяет сразу определить наиболее уязвимые в плане воздействия высоких температур точки поверхности.

Литература

1. Ковалева Н. А., Колина Н. П., Юшин А. Я. Влияние угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный на нижней поверхности треугольных пластин в сверхзвуковом потоке газа // Ученые записки ЦАГИ. - Москва, 1990. - 4 : Т. XXI.
2. Грозовский Г. Л. Определение параметров тепловых потоков калориметрическими методами с учетом статистической неопределенности измерений температуры // Ученые записки ЦАГИ. 1981. - 2 : Т. XII.
3. Мошаров В. Е. Люминесцентный методы исследования течений // Двенадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков». 2013.
4. Claucherty S. Sakaue H. Development of Bakelite based Temperature-Sensitive Paint and its Application to Hypersonic Wind Tunne // 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting. - Grapevine, Texas : AIAA Journal, 2017.
5. Маслов Н. А., Анискин В. М. Способ измерения полей температуры на поверхности исследуемого объекта с помощью люминесцентных преобразователей температуры (ЛПТ). Патент РФ RU2607225C2 от 10.01
6. Машаров В. Е., Радченко В. Н. Измерение полей тепловых потоков в трубах кратковременного действия с помощью люминесцентных преобразователей температуры // Ученые записки ЦАГИ. - Москва. 2007. - стр. 94-101
7. Ozawa H. Laurence S. J., Martinez Schramm J., Wagner A., Hannemann K. Fast-response temperature-sensitive-paint measurements on a hypersonic transition cone // Experimental Fluids, 2015. - Vol. 56.
8. Tsukamoto T. Tanaka S. Patternable temperature sensitive paint using Eu(TTA)₃ for the micro thermal imaging // JOP Conference Series. 2013. - Vol. 476.
9. Ардашева М. М., Григорьева В. И., Первушин Г. Е., Подгорная Л. М. Исследование люминесцентных термоиндикаторов для аэродинамического эксперимента // Ученые записки ЦАГИ. 1976. - Т. 7.
10. Merski R. N. Reduction and analysis of phosphor thermography data with the IHEAT software package // AIAA, 1998.

ВЛИЯНИЕ БОРСОДЕРЖАЩИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ГОРЮЧИХ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ ВЭМ

А.Г. Коротких, И.В. Сорокин

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30
E-mail: korotkikh@tpu.ru

Термодинамические и термохимические методы получили широкое признание как эффективный инструмент для прогнозирования характеристик горения различных составов ракетного топлива, способные минимизировать затраты при экспериментальных исследованиях. Кроме того, поиск новых перспективных твердых ракетных топлив и их компонентов на начальном этапе осуществляется на основе термодинамических расчетов, реализованные в различных программных комплексах (Астра-4, Terra, Real, NASA-CEA и др.) [1-3].

В термодинамическом моделировании горения высокоэнергетических материалов (ВЭМ) и определении теплофизических свойств, термодинамических параметров, характеристик горения и фазового состава продуктов горения твердых топлив могут быть использованы программные комплексы. Исходными данными для термодинамических расчетов служат элементарный химический состав и энтальпия компонентов исходного топлива, а также давление в камере сгорания и степень расширения сопла. Термодинамические расчеты проводятся в допущении полностью равновесных процессов преобразования химической энергии топлива в теплоту и в механическую работу расширения. Полученные при этом значения удельного импульса представляют верхние предельные значения. Для оценки ожидаемой величины удельного импульса в реальном двигателе должны быть учтены потери в камере сгорания и сопле с использованием поправочных коэффициентов, которые могут быть определены из расчетов или экспериментов [4].

Кроме того, программные комплексы позволяют осуществлять поиск новых путей повышения баллистических характеристик смесевых твердых топлив на основе различных окислителей и горючего-связующего вещества (ГСВ) [5], установить реальные пределы физико-химических процессов высокоэнергетических компонентов, определить влияние природы различных окислителей: перхлората и нитрата аммония (ПХА, НА), октогена (НМХ), гексогена (RDX), а также высокоэнтальпийных окислителей с NF_2 - и NO_2 -группами, на основные характеристики горения топлив [3, 6-10].

Целью настоящей работы является определение влияния добавок порошка бора и эффективного его использования в составе смесевого топлива на

основе двойного окислителя и активного горючего-связующего с помощью программы термодинамического расчета «Terra».

Для определения влияния добавок порошка бора и эффективного его использования с помощью программы термодинамического расчета «Terra» [1, 2] проведена серия расчетов параметров горения и равновесного состава конденсированных продуктов горения (КПП) модельных составов ВЭМ. Для исследования влияния добавки порошка бора в ВЭМ использовались три базовых состава, содержащие 18 масс. % перхлората аммония (ПХА), 42 масс. % нитрата аммония (НА), 25 масс. % активного горючего-связующего – тетраэзолиновый каучук (АГСВ) и 15 масс. % металлического горючего: алюминий Al (с содержанием активного алюминия 98.5 %), титан Ti, магний Mg или Al/Mg-сплав. Предполагалось, что добавка бора вводится в модельный состав ВЭМ путем частичного замещения порошков металлов (Al, Ti, Mg, Al/Mg) до их полного замещения.

С помощью программы термодинамического расчета «Terra» получены параметры горения и равновесного состава КПП образцов ВЭМ для различного содержания порошка бора: температура горения T_{ad} , пустотный удельный импульс J , значения параметров конденсированных продуктов горения ВЭМ на срезе сопла m_a . Для газодинамической степени расширения потока использовали отношение давлений $p_c/p_a = 4.0/0.1$ МПа, где индекс «с» определяет параметры в камере сгорания, индекс «а» – на срезе сопла.

На рис. 1 представлена зависимость температуры горения T_{ad} смесевого топлива от содержания порошка бора C_B в металлическом горючем ВЭМ на основе ПХА/НА/АГСВ/Ме.

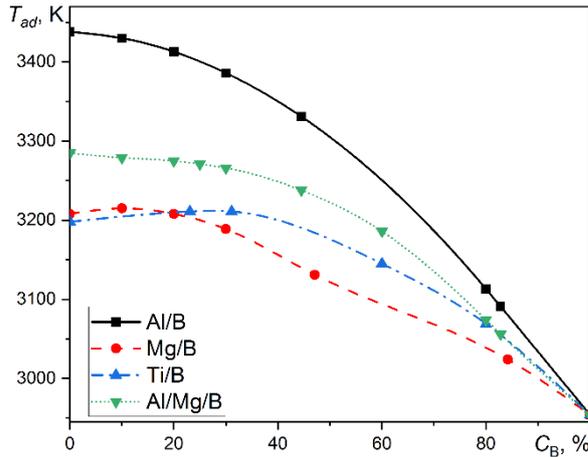


Рис. 1. Значения температуры горения от содержания бора в Ме/В-горючем ВЭМ

Температура горения T_{ad} ВЭМ на основе ПХА/НА/АГСВ, содержащего металлическое горючее Al и Al-Mg, с добавлением порошка бора монотонно снижается от наибольшего значения $T_{ad} = 3438$ К и $T_{ad} = 3285$ К, соответственно, до значения $T_{ad} = 2954$ К при полном замещении металла на бор (рис. 1). Для состава ВЭМ с Ti/B и Mg/B-горючим наблюдается повышение температуры горения до максимального значения при содержании бора $C_B = 26$ масс. % ($T_{ad} = 3212$ К) и при $C_B = 10$ масс. % ($T_{ad} = 3215$ К), соответственно, для составов ВЭМ с Ti/B и Mg/B-горючим. Дальнейшее повышение содержания бора в металлическом горючем (свыше 35 масс. %) приводит к снижению температуры горения до значения $T_{ad} = 2954$ К.

На рис. 2 для состава ВЭМ с Al/B, Mg/B и Al/Mg/B горючими отметим точки с наибольшими значениями удельного импульса: для состава ВЭМ с Al/B $J = 2679$ м/с при $C_B = 33\%$, для состава ВЭМ с Mg/B $J = 2647$ м/с при $C_B = 20\%$ и для состава ВЭМ с Al/Mg/B $J = 2655$ м/с при $C_B = 25\%$. Последующее увеличение содержания бора от 40 до 100 масс. % в металлическом горючем ВЭМ снижает удельный импульс до наименьших значений: $J = 2606$ м/с для Al/B и Al/Mg/B ($C_B = 100\%$), $J = 2599$ м/с для Mg/B ($C_B = 87\%$). Для состава ВЭМ с Ti/B увеличение содержания бора в топливе твердого топлива вызывает монотонный рост значения удельного импульса до максимального значения $J = 2606$ м/с при $C_B = 100\%$.

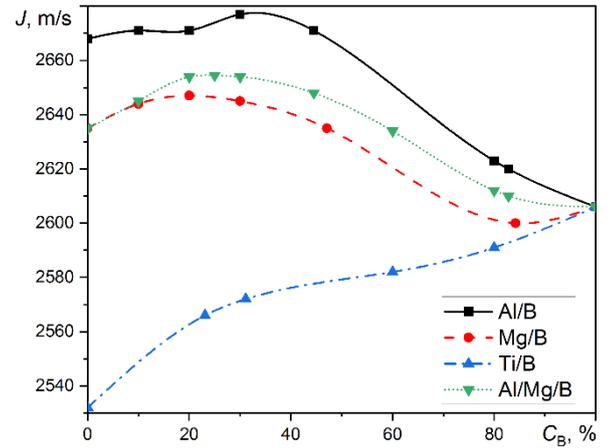


Рис. 2. Значения удельного импульса двигателя от содержания бора в Ме/В-горючем ВЭМ

Для всех рассматриваемых составов ВЭМ на основе ПХА/НА/АГСВ увеличение содержания бора способствует снижению массовой доли КПП на срезе сопла (рис. 3) в диапазоне изменения содержания бора от 70 до 85%. Наименьшее значение массовой доли к-фазы $m_a = 0.071$ получено для состава ВЭМ с Al/Mg/B при содержании бора в ВЭМ $C_B = 80\%$, для состава ВЭМ с Al/B – $m_a = 0.0846$ при $C_B = 80\%$, для состава ВЭМ с Mg/B – $m_a = 0.076$ при $C_B = 84.2\%$, а для состава ВЭМ с Ti/B – $m_a = 0.0831$ при $C_B = 70\%$. Максимальное снижение массовой доли КПП составляет 51–57 % для составов ВЭМ, содержащих Al/B, Ti/B, Mg/B и Al/Mg/B, по сравнению с базовыми составами ВЭМ с чистыми металлами.

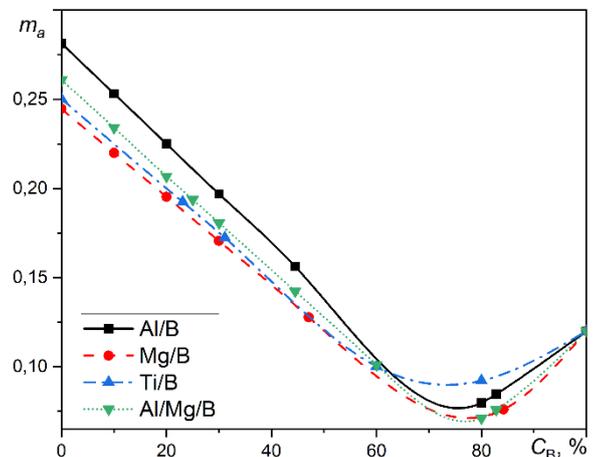


Рис. 3. Значения массовой доли КПП на срезе сопла двигателя от содержания бора в Ме/В-горючем ВЭМ

В табл. 1 представлен фазовый состав конденсированных продуктов горения на выходе из сопла двигателя. Отмечается, что для составов ВЭМ, содержащих металлическое горючее на основе Al/B и Ti/B, КПП содержат оксиды алюминия Al_2O_3 и титана Ti_xO_y , соответственно, при содержании бора в горючем менее 70 %. С увеличением содержания бора в Ме/В-горючем выше 70 % в составе КПП образуется оксид бора B_2O_3 , повышая долю КПП на выходе из сопла двигателя (рис. 3). Для составов

ВЭМ, содержащих Mg/B и Al/Mg/B, состав КПГ практически не зависит от содержания бора в горючем (табл. 1). Отмечено незначительное образование оксида алюминия в составе КПГ для ВЭМ с Al/Mg/B-горючим.

Таблица 1. Фазовый состав к-фазы при различном содержании бора в ВЭМ

C _B , %	Фазовый состав к-фазы			
	Al/B	Ti/B	Mg/B	Al/Mg/B
0	Al ₂ O ₃	TiO ₂	MgO	MgO, MgAl ₂ O ₄
< 70	Al ₂ O ₃	TiO ₂ (Ti _x O _y)	MgO	MgO, MgAl ₂ O ₄
>70- 80	Al ₂ O ₃ , B ₂ O ₃	Ti ₄ O ₇ , B ₂ O ₃	MgO	MgO, MgAl ₂ O ₄ (Al ₂ O ₃)
100	B ₂ O ₃	B ₂ O ₃	B ₂ O ₃	B ₂ O ₃

Таким образом, для состава ВЭМ на основе ПХА/НА/АГСВ увеличение содержания бора в составе металлического горючего приводит к снижению температуры горения ВЭМ, но для составов ВЭМ с Ti/B и Mg/B наблюдается повышение T_{ad} при содержании бора 20–32 % и 5–15 %, соответственно. Для составов ВЭМ, содержащих металлические горючие в соотношении Al/B = 55.5/44.5, Mg/B = 52.9/47.1 и Al/Mg/B = 37.5/37.5/25.0, получены максимальные значения удельного импульса (рис. 2). Однако в данных металлизированных составах ВЭМ образуется достаточно большое количество КПГ на срезе сопла. Отметим, что составы ВЭМ, содержащие металлические горючие Al/B=20/80, Mg/B=15.8/84.2 и Al/Mg/B = 10.0/10.0/80.0, имеют наименьшие значения массовой доли КПГ (в 3.53, 3.22 и 3.67 раза ниже по сравнению с базовыми составами ВЭМ с Al/B=100/0, Mg/B=100/0, Al/Mg/B=50/50/0, соответственно). Однако, удельный импульс данных составов ВЭМ имеет меньшие значения, чем для составов ВЭМ с Al/B=55.5/44.5, Mg/B=52.9/47.1 и Al/Mg/B=37.5/37.5/25.0. Для модельного состава ВЭМ на основе ПХА/НА/АГСВ применение титана и

бора в составе металлического горючего является наименее эффективным (рис. 2). Наиболее предпочтительными металлическими горючими рассматриваемого состава ВЭМ являются Al/B, Mg/B и Al/Mg/B-горючие.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, проект № 20-03-00588.

Литература

1. Трусов Б.Г. Программная система моделирования фазовых и химических превращений // Инженерный журнал: наука и инновации, 2012. № 1. С. 21-30.
2. Белов Г.В., Трусов Б.Г. Термодинамическое моделирование химически реагирующих систем. М.: МГТУ имени Н.Э. Баумана, 2013. 93 с.
3. Kohga M., Naya T. Thermal decomposition behaviors and burning characteristics of AN/RDX-based composite propellants supplemented with MnO₂ and Fe₂O₃ // Journal of Energetic Materials. 2015. Vol. 33, No. 4. P. 288-304.
4. Абугов Д.И., Бобылев В.М. Теория и расчет ракетных двигателей твердого топлива. М.: Машиностроение, 1987. 272 с.
5. Горбенко Т.И. Регулирование энергетических характеристик топлив на основе нитрата аммония // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета им. академика М.Ф. Решетнева, 2009. № 2 (23). С. 173-178.
6. Elbasuney S., Fahd A., Mostafa H.E. Combustion characteristics of extruded double base propellant based on ammonium perchlorate/aluminum binary mixture // Fuel, 2017. Vol. 208. P. 296-304.
7. 54. Архипов В.А., Горбенко М.В., Горбенко Т.И., Савельева Л.А. Влияние ультрадисперсного алюминия на горение смесевых твердых топлив при субатмосферных давлениях // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 45, № 1. С. 47-55.
8. Figueiredo P.A., Brojo F.M. Theoretical analysis of ammonium-perchlorate based composite propellants containing small size particles of boron // Energy Procedia, 2017. Vol. 136. P. 202-207.
9. Синдицкий В.П., Чёрный А.Н., Чжо С.Х., Бобылёв Р.С. Горение смесей перхлората аммония с высококалорийными горючими // Успехи в химии и химической технологии, 2016. Т. 30, № 8. С. 18-20.
10. Дорофеенко Е.М., Шереметев А.Б., Лемперт Д.Б. Влияние добавок алюминия на удельный импульс ракетных топлив на базе высокоэнтальпийных окислителей, содержащих NO₂- и NF₂-группы // Химическая физика, 2019. Т. 38, № 10. С. 33-40.

УПРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В МАТЕРИАЛАХ С КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ СВОЙСТВ

М.Н. Кривошеина

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики прочности и материаловедения
Сибирского отделения Российской академии наук
634055, г. Томск, просп. Академический, 2/4
marina_nkr@mail.ru

Математическое моделирование упругопластического деформирования материалов, характеризующихся кубической симметрией свойств сопровождается выбором разложения тензора напряжения на части, связанные с напряжениями, порождаемыми изменениями объема и напряжениями, порождаемыми изменениями формы. Для определения напряжений, порождаемых изменениями объема, в зависимости от принятых допущений используют значения различных упругих характеристик – скалярные величины модулей объемного сжатия, сжимаемости, которые в свою очередь могут вводиться как линейные, площадные или объемные. Соответственно отражение степени анизотропии у различных видов сжимаемостей будет различным. При этом при математическом моделировании упругопластического деформирования анизотропных материалов необходимо обеспечить непрерывность зависимости напряжений, порождаемых изменениями объема при переходе от упругих деформаций к пластическим, а также при разгрузке материала. Обеспечение непрерывности зависимости напряжений,

порождаемых изменениями объема при переходе от упругих деформаций к пластическим, предполагает неизменный уровень анизотропии упругих свойств в области упругих и пластических деформаций. Реализация такого подхода приводит к необходимости введения в области пластических деформаций не скалярной величины модуля объемного сжатия, а анизотропной.

В работе показаны особенности учета анизотропии модуля объемного сжатия в материалах с кубической симметрией упругих свойств. Представлены результаты численного моделирования деформирования тел сферической формы при нагружении импульсом всестороннего сжатия из материалов с кубической симметрией свойств: монокристаллического никелида титана и сплава ВЖМ8 на основе Ni_3Al . Показаны особенности реализации объемной деформации в материалах с кубической симметрией свойств.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема номер FWRW-2021-0011

РОЛЬ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗМЕНЕНИЯ ОБЪЕМА ПРИ МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ УДАРНОГО НАГРУЖЕНИЯ ТРАНСВЕРСАЛЬНО ИЗОТРОПНЫХ И ОРТОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Е.В. Туч

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики прочности и материаловедения
Сибирского отделения Российской академии наук
634055, г. Томск, просп. Академический, 2/4
Tuchka2012@mail.ru

В работе показана роль упругих характеристик изменения объема для анизотропных материалов в условиях моделирования их упругопластического деформирования. Это является особенно важным в условиях динамического нагружения, когда шаровая часть тензора напряжений определяет весомый вклад в полные напряжения. Численное моделирование процессов упругопластического деформирования анизотропных материалов предполагает использование выбранной разностной схемы расчета

напряжений через известные величины деформаций или наоборот – нахождение компонент деформаций через компоненты напряжений. В динамическом методе конечных элементов, который нередко используется для моделирования динамического нагружения твердых тел необходимо определить формулу для расчета напряжений через известные величины деформаций. В области пластических деформаций для нахождения шаровой части тензора напряжений выбирается форма уравнения состояния.

Для моделирования упругопластической деформации анизотропных материалов необходимо обеспечить соответствие угла наклона кривой зависимости напряжения, связанного с изменением степени сжатия материала вдоль каждой расчетной оси координат в отдельности, что особенно важно при трехмерной постановке задач.

В работе в трехмерной постановке представлены картины деформирования сферических тел из трансверсально изотропных и ортотропных

материалов под действием импульса всестороннего сжатия. Показаны закономерности изменения объемных деформаций в материалах с трансверсально изотропной и ортотропной симметрией упругих свойств.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема номер FWRW-2021-0011

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА ВЯЗКОСТИ ПОЛЯРНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ИХ ПРОНИКАЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ

И.С. Лобанова, А.Н. Калиниченко, Е.М. Марьясова

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30
E-mail: konarevai007@tpu.ru

Сообщение полости дефекта контролируемого объекта с окружающей средой является определяющим условием работоспособности капиллярных неразрушающих методов. Поэтому стадии нанесения пенетранта на поверхность предшествует ее предварительная очистка, позволяющая обеспечить доступ жидкости вглубь дефектов. Очевидно, чем быстрее и полнее заполняются дефекты жидкостью, тем эффективнее процесс контроля [1].

Экспериментально доказано, что при движении полярных жидкостей в сверхтонких кварцевых капиллярах с размерами менее 1 мкм, эффективная вязкость существенно возрастает [2]. Однако, существует ряд прочих факторов, оказывающих влияние на кинетику проникновения, такие как материал образца, чистота и шероховатость поверхности [3], плотность жидкости, краевой угол смачивания [4 – 11].

Размерный эффект заключается в увеличении параметра вязкости полярных жидкостей при их течении в микрокапиллярах с уменьшением радиуса последних [1, 2]. К возможным причинам возникновения и усиления размерного эффекта можно отнести их полярность (следует отметить, что большинство пенетрантов являются полярными жидкостями), уменьшение радиуса капилляра, по которому распространяется жидкость, температуру капилляра, уменьшение среднего радиуса пор среды. В работе [2] приведено, что в микрокапиллярах радиусом порядка 10^{-6} м параметр вязкости жидкости может быть на 60–70 % выше табличных значений. Это явление обусловлено наличием поступательных и вращательных степеней свободы микроэлементов полимолекулярных ассоциатов [9, 10]. Также в работе

авторов П.П. Прохоренко, Н.П. Мигуна [2] приведена связь между относительной вязкостью пенетрантов, с учетом их полярности, от размера капилляра, по которому они распространяются. Показано, что рост эффективной вязкости жидкости с уменьшением радиуса капилляра сильнее выражен в пенетрантах на основе воды, а слабее всего - на основе спиртов.

В работе на основе моделирования процесса распространения жидкости в капилляре с плоскими параллельными стенками будет исследовано влияние размерного эффекта вязкости жидкости на кинетику впитывания, в зависимости от параметров самой жидкости, размеров капилляров, по которому эта жидкость распространяется, шероховатости поверхности и материала образца.

Моделирование течения жидкостей в капиллярах с размерами менее 1 мкм проводилось в программном продукте Project 1 [1, 7, 11, 12].

Программа позволяет моделировать процессы движения жидкостей в тупиковых и сквозных щелевидных капиллярах. Интерфейсная часть комплекса для проведения компьютерного моделирования имеет элементы для ввода параметров задачи, таких как: размер капилляра, плотность жидкости, коэффициент динамической вязкости, коэффициент поверхностного натяжения, краевой угол смачивания, угол наклона капилляра относительно горизонтали, коэффициент шероховатости поверхности, интервал времени наблюдения движения жидкости, атмосферное давление, глубина тупикового капилляра, шаг интегратора, число точек на графике. Полученными в результате моделирования результатами можно оперировать при необходимости [7, 12].

Модельный эксперимент проводился с целью определения времени заполнения капилляров размером менее 1 мкм на определенную глубину из стали и стекла разными жидкостями. Таковыми были выбраны вода, керосин и изопропиловый спирт, так как они входят в состав большинства индикаторных пенетрантов, используемых в капиллярной дефектоскопии. Особый интерес для эксперимента представляла вода, в силу того, что в настоящее время гидродинамика жидкостей на ее основе в капиллярах с диаметром более 1 мкм хорошо изучена [2].

Для проведения исследования было установлено фиксированное время наблюдения течения жидкостей, равное 10 с и выбраны следующие контролируемые параметры капилляра:

- размер: 0,5 мкм и 0,3 мкм;
- материал: сталь и стекло;
- Тип: сквозной и тупиковый.

Анализируя полученные в ходе проведения моделирования зависимости, можно выявить следующие соотношения:

- при одном и том же размере сквозного и тупикового капилляров вода распространяется быстрее керосина и изопропилового спирта почти в два раза, как в капиллярах из стекла, так и в капиллярах из стали, вследствие большей полярности;

- скорости распространения жидкостей в капиллярах из стекла больше, нежели в капиллярах из стали;

- в капиллярах с размерами 0,5 и 0,3 мкм, при прочих равных условиях, с уменьшением размера капилляра уменьшается и глубина проникновения жидкости, что согласуется с экспериментальными результатами, представленными в работе [2];

- глубина проникновения полярных жидкостей в капилляр сократилась на 16 %, что свидетельствует о возникновении размерного эффекта вязкости при заданных параметрах. Таким образом, размерный эффект имеет место, но не оказывает значительного влияния на кинетику впитывания жидкости в капилляр.

Литература

1. Лобанова И. С. Разработка и исследование образцов из неметаллического материала для испытаний средств капиллярного неразрушающего контроля : диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук : спец. 05.11.13 / И. С. Лобанова ; Национальный исследовательский Томский политехнический университет ; науч. рук. А. П. Суржиков. — Томск, 2018. — 141 л. : ил.
2. Прохоренко, П. П. Введение в теорию капиллярного контроля: под ред. А. С. Боровикова / П. П. Прохоренко, Н. П. Мигун. - Минск: Наука и техника, 1988. — 207 с
3. Lobanova I.S., Vodopyanov A.S., Kalinichenko A.N. Investigation of the Liquid Flow on Rough Surfaces to Solve the Problems of Liquid Penetrant Testing // Studies in Systems, Decision and Control V. 351, pp. 89 – 99, 2021
4. Glazkov, Y.A. On the issue of evaluating the wetting ability of liquids for capillary flaw detection
5. Sum B.D., Goryunov Yu.V.: Physico-Chemical Fundamentals of Wetting and Spreading, Mechanical Engineering, Moscow
6. Zhdanov, K.V., Erokhin M.S., Stepkina M., Zhirnov A.A., Kudryashova O.B. Investigation of the effect of electrostatic surface charge on the wetting angle(2016) Polzunovsky Bull, 2, pp. 222-226.
7. Лобанова И.С., Мещеряков В.А., Калиниченко А.Н. Моделирование проникновения жидкостей в неплоскости изделий из неметаллических материалов // Ползуновский вестник / Алтайский государственный технический университет им. И. И. Ползунова (АлтГТУ) . — 2016 . — Т. 2, № 4 . - [С. 103-107].
8. GOST 33768-2015 Method for determination of kinematic viscosity and calculation of dynamic viscosity of transparent and opaque liquids.
9. Samsonov V.M., Kaplunov I.A., Ivanov A.M., Talyzin I.V., Tretyakov S.A., Pushkar' M.Y. Effect of treating a quartz surface on its wetting with molten germanium // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2018. V. 82. № 7. pp. 905-908.
10. Маслов Б.Г. Дефектоскопия проникающими веществами. – М.: Высшая школа, 1991. – 258 с;
11. Мигун Н. П., Волович И.В. Впитывание полярных индикаторных жидкостей в тупиковые микротрещины // Весці нацыянальнай акадэміі навук Беларусі, Серыя фізіка-тэхнічных навук, 2011. - № 2. - С 116 – 123.
12. I. S. Lobanova, V. A. Meshcheryakov, A. N. Kalinichenko Modeling of liquid flow in surface discontinuities // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering, 2018. – Vol. 289, Article number 012023, P. 1-5.

ЭНСТАТИТ ПРИ ВЫСОКИХ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ В ПРЕДСТАВЛЕНИЯХ РАВНОВЕСНОЙ МОДЕЛИ

К.К. Маевский^{1,2}

¹Институт гидродинамики СО РАН им. М.А. Лаврентьева, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

E-mail: konstantinm@hydro.nsc.ru

Исследования по динамическому сжатию геологических материалов важны для понимания состава и физического состояния глубинных недр Земли и других планет. Эти работы также дают представление о процессах воздействия, имеющих отношение к формированию и эволюции планет. Силикаты магния доминируют в мантии Земли и, как ожидается, станут основными фазами в скалистых экзопланетах [1]. Энстатит $Mg_2[Si_2O_6]$, и форстерит Mg_2SiO_4 , имеющие различные соотношения Mg/Si , являются силикатами, которые являются важными компонентами для мантий Земли.

Представлены результаты по моделированию ударно-волнового нагружения энстатита $Mg_2[Si_2O_6]$ в данном случае рассматриваемого как смесь кварца SiO_2 и периклаза MgO . Модель основана на предположении, что компоненты смеси, включая газ в порах, при ударно-волновом нагружении находятся в термодинамическом равновесии. Дополняя систему уравнений динамической совместности условием равенства температур компонентов смеси, выписываются зависимости, которые можно трактовать как ударные адиабаты смеси [2]. Рассматривая исследуемый материал в области фазового перехода как смесь фазы низкого и фазы высокого давления, используемая модель позволяет достоверно описывать, в том числе, и область полиморфного фазового перехода [3]. При расчетах учитывается полиморфный фазовый переход кварца. Результаты верифицированы по экспериментальным

данным, полученным в динамических экспериментах.

Хорошее соответствие расчётов большому количеству экспериментальных данных для кварца и его смесей позволяет предположить, что используемая методика, позволит достоверно описывать поведение других аналогичных материалов, содержащих компоненты, испытывающих фазовый переход при динамическом воздействии, но имеющих незначительное количество экспериментальных данных (оксиды, нитриды и смеси на их основе [4]). Данная модель может быть использована для моделирования сложных материалов, в частности андалузита Al_2SiO_5 , волластонит $Ca_3[Si_3O_9]$, а так же подбора соотношений компонентов смеси с целью получения заданных параметров сплошных и пористых материалов после воздействия ударными волнами.

Литература

1. Duffy T.S., Smith R.F. Ultra-High Pressure Dynamic Compression of Geological Materials // *Front. Earth Sci.* 7:23 (2019).
2. К.К. Маевский Численное исследование ударно-волнового нагружения металлических композитов на базе W и WC // *ЖТФ* 91(5), 815 (2021).
3. К.К. Maevskii Germanium and germanium-gold alloys // *Mathematica Montisnigri* 50, 140 (2021).
4. Маевский К.К., Кинеловский С.А. Модель поведения алюминия и смесей на его основе при высоком динамическом воздействии // *ТВТ* 56(6), 876 (2018).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗМОЖНОГО МЕХАНИЗМА АКТИВИЗАЦИИ ОЧАГОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНИХ СИЛ

М.М. Немирович-Данченко^{1,2}, Д.Л. Чубаров³

¹Томский университет систем управления и радиоэлектроники

634050, Томск, Ленина, 40

E-mail: michnd@mail.ru

²Национальный исследовательский Томский государственный университет,

634050, Томск, Ленина, 36

³МАОУ Гуманитарный лицей г. Томска

634041 Томск пр. Ленина, 53

Рассмотрена возможная модель инициации разрывов в приразломной зоне под действием волн деформации. Расчет ведется в рамках модели упруго-хрупкой среды конечно-разностным методом. Обсуждается роль приходящих извне волн деформации, например, приливных волн, как триггерных механизмов.

Постановка задачи. Мы будем рассматривать область геосреды, содержащую разлом, под действием волн деформации [1, 2]. Геометрия задачи приведена на рис. 1. Имеется некоторая прямоугольная область ABCD с модельными параметрами упругой среды. Внутри области есть первоначальная плоская трещина GH, описывающая разлом. Трещина осложнена малоамплитудной прямоугольной ступенькой, препятствующей проскальзыванию берегов трещины под действием первоначально приложенных к ним касательных напряжений (рис. 1). Проскальзывание происходит в результате приложения некоторого нормального к плоскости трещины напряжения (к граням BC и/или AD), играющего, совместно с касательными напряжениями (приложенными к грани GB), роль триггера.

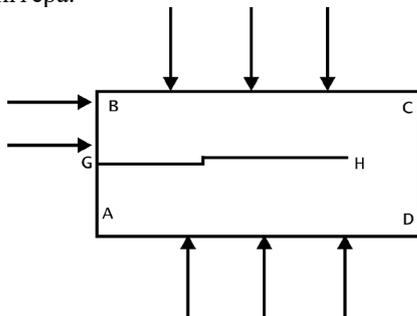


Рис. 1. Геометрия задачи и схема воздействий

Такая постановка задачи представляется естественной для проблем прогностической сейсмологии в рамках плитной тектоники [1]. Поверхности разломов, контактирующие при деформационном воздействии, не являются гладкими. Поэтому введение ступеньки, осложняющей берега трещины, представляется достаточно логичным шагом для модельной задачи.

Предлагается следующий сценарий реакции среды на внешнее воздействие.

Проходящая деформационная волна (например, от произошедшего поблизости землетрясения или взрыва, или приливного генезиса) раздвигает контактирующие поверхности трещины (разлома). Наличие сдвигового усилия по грани GB приводит на некотором этапе к тому, что трещина после прохождения фазы растяжения остаётся зацепленной на ступеньке. В этом случае в окрестностях вершины трещины H будут концентрироваться напряжения и, как следствие, будут накапливаться микроповреждения, что приведет к росту разлома, то есть собственно к сейсмическому событию.

Обсуждение результатов численного моделирования. Вся среда, для которой проводится моделирование (расчетная область), разбивается координатными плоскостями на расчетные ячейки. Задача решается в рамках модели упруго-хрупкой среды в лагранжевых переменных. Не приводя здесь все соотношения, отметим лишь, что уравнения движения в напряжениях и обобщенный закон Гука дополняются (на этапе построения конечно-разностного аналога) динамическим временным критерием разрушения следующего вида, предложенным В.А. Гридневой [3]

$$\int_{t_0}^{t^*} (\sigma(t) - \sigma_0)^\beta dt = \tau_0 (\sigma_T - \sigma_0)^\beta$$

Здесь σ_0 - напряжение, при превышении которого в среде происходят микроразрушения; $\sigma(t)$ - текущее значение одной из компонент тензора напряжений; σ_T - теоретическая прочность материала; τ_0, β - подбираемые параметры. Сам интеграл вычисляется только для тех значений $\sigma(t)$, которые превышают σ_0 . Для улучшения точности и придания естественного физического смысла целесообразно подсчитывать интеграл в нескольких расчетных ячейках, окружающих данную ячейку.

При выполнении критерия в одной ячейке происходит рост трещины, излучается сейсмическая энергия. Затем происходит перераспределение

напряжений и, возможно, дальнейший рост трещины. На рис. 2 приведены расчетные сейсмограммы для двух задач (цифра 1 – без ступеньки и 2 – со ступенькой), полученные для датчиков, расположенных вдоль линии трещины ГН. Приводятся X- компоненты скорости смещения, ось X в начальный момент времени коллинеарна линии трещины.

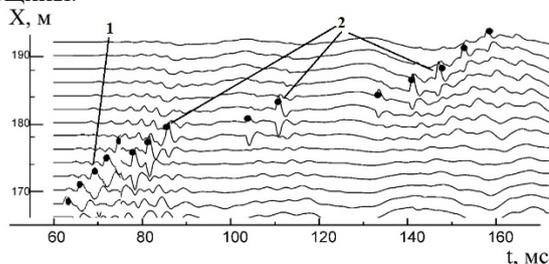


Рис. 2. Расчетные сейсмограммы от разрыва в очаге землетрясения.

Данные на рис. 2 показывают следующее. Если ступеньки нет (цифра 1), то трещина растет почти равномерно с высокой скоростью, близкой к скорости волн Рэлея в данной среде, что находится в хорошем соответствии с теоретическими результатами [4]. При наличии ступеньки разлом

растет неравномерно, имеет место серия ударов (цифра 2).

Проведенный численный эксперимент описывает один из возможных сценариев внешнего триггерного воздействия на существующие разломы. Такой подход может быть использован как при решении задач сейсмического прогноза, так и при обработке результатов полевых наблюдений.

Литература

1. Шерман С.И., Горбунова Е.А. Волновая природа активизации разломов Центральной Азии на базе сейсмического мониторинга // Физ. мезомех. - 2008. - Т. 11. - № 1. - С. 115-122
2. Mel'nikov M.G., 2013. About the wave mechanism of activation of faults in seismic zones of the lithosphere in Mongolia. *Geodynamics & Tectonophysics* 4 (1), 69–81. doi:10.5800/GT2013410092
3. Гриднева В. А., Корнеев А. И., Трушков В. Г. Численный расчёт напряжённого состояния и разрушения плиты конечной толщины при ударе бойками различной формы // Известия АН СССР. МТТ. - № 1. с. 146-157.
4. Слепян Л.И. Нестационарные упругие волны. Л.: Судостроение, 1972. 374 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АМПЛИТУДЫ ПУЛЬСАЦИЙ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОБМЕН В ИМПУЛЬСНОЙ ИМПАКТНОЙ ВОЗДУШНОЙ СТРУЕ

М.А. Пахомов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 1
pakhomov@ngs.ru

Изучению аэродинамики и теплообмена в турбулентных импульсных струях посвящено большое количество работ (см. монографию [1] и обобщающий обзор [2]). Эта проблема представляет интерес для многих практических приложений (охлаждение различного оборудования, лопаток турбин, нанесение покрытий, сушка и закалка различных материалов и т.д.). Отметим, что к настоящему времени выполнены подробные теоретические и численные исследования характеристик и теплопереноса в стационарных импульсных струях.

Импульсная подача однофазного импульсного струйного потока является одним из методов активного управления структурой течения и теплообменом. Подобные исследования проведены в экспериментальных [3] и численных работах [4–6].

Целью настоящей работы было численное моделирование влияния формы подачи импульсов (прямоугольная, треугольная и синусоидальная) на теплообмен в осесимметричной нестационарной импульсной струе. Данная работа является логическим продолжением [5], где было выполнено исследование теплообмена в импульсной импульсной струе только для прямоугольной формы сигнала импульсов и при величине параметра скажности $DS = 0.5$.

Для описания динамики и теплопереноса нестационарного осесимметричного течения применяется система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, приведенная в [5,6]. Для описания турбулентности газа используется модель переноса рейнольдсовых напряжений [7], состоящей из системы уравнений для вторых моментов и уравнения диссипации турбулентной кинетической

энергии. Численное решение было получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK второго порядка точности. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLE и PIMPLE.

Все расчеты были проведены для воздуха атмосферного давления. Диаметр трубы был равен $D = 20$ мм. Среднемассовая осредненная по времени скорость потока газа на срезе трубы как для стационарного, так и для импульсного режимов течения изменялась в диапазоне $U_{m1} = 5-40$ м/с, при этом число Рейнольдса струи соответствовало турбулентному режиму течения $Re = DU_{m1}/\nu = (1-6) \times 10^4$, где ν – кинематическая вязкость газа. Температура стенки была постоянной и равнялась $T_w = 373$ К. Начальная температуры газа на срезе трубы равнялась $T_1 = T_e = 293$ К и совпадала с температурой в окружающем затопленном пространстве. Расстояние до преграды изменялось в диапазоне $H/D = 1-8$. Расчеты проведены для частот подачи потока импульса $f = 0-200$ Гц. Число Струхала, определенное по диаметру трубы, изменялось в диапазоне $St = fD/U_{m1} = 10^{-5}-0.5$. Все расчеты были проведены для прямоугольной, треугольной и синусоидальной форм импульса подачи однофазного воздушного потока и при равенстве осредненного по времени массового расхода для импульсной и стационарной импульсных струй.

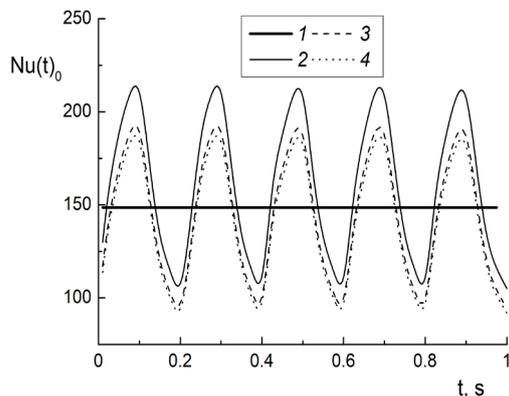


Рис. 1. Влияние формы импульсов на нестационарный теплообмен в точке торможения импульсной импульсной струи. $Re = 2.3 \times 10^4$, $U_{m1} = 17.5$ м/с, $DC = 0.5$, $f = 5$ Гц, $St = 0.006$, $H/D = 2$. 1 – стационарная струя ($f = 0$ Гц), 2 – прямоугольная форма, 3 – синусоидальная форма, 4 – треугольная форма.

Изменение числа Nu_0 по времени для всех исследованных форм подачи импульсов носит

гармонический характер (см. рис. 1). При этом локальные максимумы и минимумы теплообмена располагаются, соответственно, в конце цикла подачи газовой фазы и в момент перед началом нового импульса, что вполне очевидно. Необходимо отметить, что при данной частоте импульсов ($f = 5$ Гц) минимальное значение теплоотдачи не обращается в ноль в конце периода времени отсутствия подачи импульса, а составляет примерно половину от максимального значения. Это говорит об инерционных свойствах струи и образовании на поверхности преграды тонкого пограничного слоя. Максимальный рост теплопереноса в точке торможения для прямоугольной формы импульса в сравнении со стационарным потоком составляет 45%, а подавление теплообмена – около 35%. Наибольшее значение увеличения теплообмена получено для прямоугольной формы импульсов, а минимальное – для треугольной. Интенсивность теплообмена для синусоидальной формы близка по величине, что и для треугольной формы импульсов.

В нестационарной импульсной струе возможно как увеличение, так и подавление теплообмена по сравнению со стационарным течением для всех исследованных форм следования импульсов. В области небольших расстояний между срезом трубы и преградой ($H/D \leq 6$) в импульсной струе теплообмен в точке торможения возрастает с ростом частоты импульсов, тогда как для $H/D > 8$ увеличение частоты вызывает снижение теплообмена (см. рис. 2).

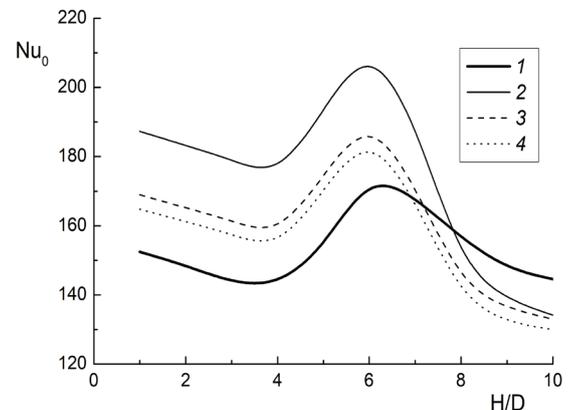


Рис. 2. Теплоперенос в точке торможения импульсной импульсной струи при вариации формы импульсов. $Re = 23000$, $U_{m1} = 17.5$ м/с, $DC = 0.5$, $f = 150$ Гц, $St = 0.17$. 1 – стационарная струя ($f = 0$ Гц); 2 – прямоугольная форма; 3 – синусоидальная форма, 4 – треугольная форма.

На рис. 3 демонстрируется влияние числа Рейнольдса потока на осредненный теплообмен в точке торможения импульсной струи. Линия 1 здесь соответствует стационарному режиму течения струи ($f = 0$ Гц) и которая имеет вид $Nu_0 \sim Re^{0.57}$. В экспериментах [1,2] получена зависимость $Nu_0 \sim$

$Re^{0.55-0.68}$, а в расчетах [8] – $Nu_0 \sim Re^{0.5-0.62}$. Теплообмен в импульсной импактной струе выше, чем в стационарной. Причем по мере увеличения числа Рейнольдса эффект интенсификации теплообмена снижается и данные для всех форм импульсов приближаются к теплообмену при стационарном режиме течения. Подобный результат, вероятно, следует ожидать и для других расстояний между соплом и преградой, однако этот интересный эффект требует более детального изучения.

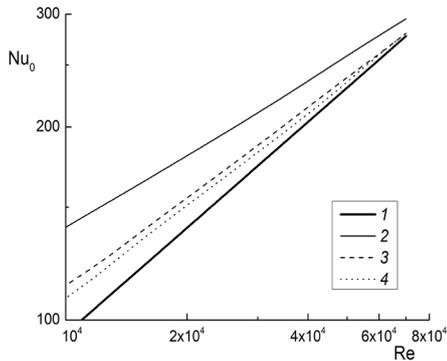


Рис. 3. Влияние числа Рейнольдса на теплообмен в точке торможения импактной импульсной струи.

$DC = 0.5, f = 150$ Гц, $St = 0.17, H/D = 2$. 1 – стационарная струя ($f = 0$ Гц), 2 – прямоугольная форма, 3 – синусоидальная форма, 4 – треугольная форма.

Выполнено сопоставление с имеющимися в литературе экспериментальными данными других авторов и получено удовлетворительное согласие по влиянию формы и частоты импульсов на теплообмен газовой струи с поверхностью преграды. Для проведения сопоставлений с результатами наших численных расчетов были использованы измерения [9]. Эксперименты проведены для осесимметричной струи при $Re = 7500, St = (0.2-7.6) \times 10^{-2}, q_w = 420$ Вт/м², $H/D = 6$ и $t_{on} = t_{off}$. Параметры течения на срезе трубы задавались из предварительного расчета потока в трубе диаметром $D = 15$ мм и длиной $20D$.

На рис. 4 показано изменение параметра интенсификации теплообмена в точке торможения ER_0 . В области малых частот ($f = 1-2$ Гц и $St = (2-4) \times 10^{-3}$) все расчетные кривые и данные экспериментов [9] имеют характерный минимум, затем, величина интенсификации теплообмена начинает увеличиваться по мере возрастания числа Струхала. В области малых частот ($f \leq 5$ Гц и $St = 0.01$) для сигнала прямоугольной формы наблюдается подавление теплообмена. Для треугольной и синусоидальной форм сигнала импульсов подавление теплопереноса наблюдается для заметно большей области частот ($f \leq 20$ Гц и $St = 0.02$). Эта характерно как для экспериментов [9], так и для наших расчетов. Далее происходит

увеличение теплообмена в импульсной струе по сравнению с соответствующим значением в стационарном потоке для типов форм сигнала. Максимальное увеличение теплообмена достигает 25% для прямоугольной формы сигнала импульсов, а для треугольной и синусоидальной форм это увеличение не превышает 10% для наших расчетов и 5% для данных измерений [9]. В целом, можно отметить удовлетворительное соответствие результатов наших численных расчетов с экспериментами [9] во всей области исследованных в [9] частот f и форм сигнала.

Показано увеличение теплообмена при увеличении амплитуды импульсов. По мере увеличения числа Рейнольдса струи теплоперенос увеличивается по сравнению с соответствующей стационарной импактной струей.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (грант № 20-58-26003 Чехия_a).

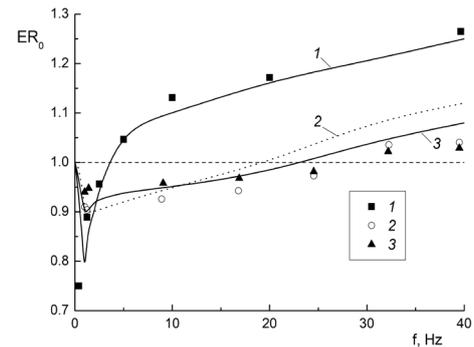


Рис. 4. Изменение осредненного по времени коэффициента теплообмена в точке торможения для импульсов различной формы. Точки – измерения [9], линии – расчет данной работы. $Re = 7500, H/D = 6, q_w = 420$ Вт/м², $St = (0.2-8) \times 10^{-2}$. 1 – прямоугольная форма, 2 – синусоидальная форма, 3 – треугольная форма.

Литература

1. Дыбан Е.П., Мазур А.И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка. 1982.
2. Carlomagno G.M., Ianiro A. Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: a review // Exp. Thermal Fluid Sci. 2014. V. 58. P. 15–35.
3. Zumbrennen D. A., Aziz M. Convective Heat Transfer Enhancement due to Intermittency in an Impinging Jet // ASME J. Heat Transfer. 1993. V. 115. P. 91–98.
4. Xu P., Yu B., Qiu S. X., Poh H. J., Mujumdar A. S. Turbulent Impinging Jet Heat Transfer Enhancement due to Intermittent Pulsation // Int. J. Thermal Sci. 2010. V. 49. P. 1247–1252.
5. Пахомов М.А., Терехов В.И. Влияние частоты импульсов на теплообмен в точке торможения импактной турбулентной струи // ТВТ. 2013. Т. 51, № 2. С. 287–293.

6. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Numerical study of fluid flow and heat transfer characteristics in an intermittent turbulent impinging round jet // Int. J. Thermal Sci. 2015. V. 87. P. 85–93.
7. Craft T.J., Launder B.E. New wall-reflection model applied to the turbulent impinging jet // AIAA J. 1992. V. 30. P. 2970–2972.

8. Behnia M., Parneix S., Durbin P.A. Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate // Int. J. Heat Mass Transfer. 1998. V. 41. P. 1845–1855.
9. Herwig H., Middelberg G. The physics of unsteady jet impingement and its heat transfer performance // Acta Mechanica. 2008. V. 201. P. 171–184.

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОПЕРЕНОС В ОДНО- И ДВУХФАЗНОМ ОТРЫВНЫХ ПОТОКАХ ПРИ НАЛИЧИИ НАЛОЖЕННОГО ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

В.И. Терехов, М.А. Пахомов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 1
pakhomov@ngs.ru; terekhov@itp.nsc.ru

Отрывные течения в трубах или каналах широко применяются в различных технических устройствах. Они имеют довольно простую геометрию течения и являются одним из довольно простых типов сдвиговых потоков, но структура их течения достаточно сложна. Пограничный слой набегающего турбулентного или ламинарного потока срывается с острой кромки внезапно расширяющегося течения, образуя при этом область сдвигового слоя смешения. При отрыве возникает область рециркуляционного течения, продольный масштаб которой равен нескольким высотам уступа. Ее протяженность зависит от геометрии течения, степени турбулентности, скорости набегающего потока и предыстории развития потока. Наличие отрывной зоны во многом определяет интенсивность процесса передачи импульса, теплоты и массы в таких течениях.

Несмотря на относительную простоту отрывного течения при внезапном расширении трубы, некоторые его особенности остаются до сих пор малоизученными, при этом полученные результаты носят противоречивый характер, что объясняется сложностью исследований процессов переноса в ограниченных каналах (трубах) при наличии протяженных вихревых рециркуляционных зон. Механизм процессов турбулентного переноса массы и теплоты значительно усложняется, если отрыв потока происходит в поле продольного градиента давления (ПГД), который может быть как положительным (диффузор), так и отрицательным (конфузор).

В работе представлен краткий обзор современного состояния исследований по данной тематике в РФ и в мире и результаты исследования однофазных и двухфазных (газокапельных) отрывных течений после внезапного расширения трубы при наличии наложенного ПГД, полученные в

ИТ СО РАН за последние 10 лет. Основные результаты работы изложены в цикле работ [1–4].

Рассмотрена задача о динамике двухфазного турбулентного газок капельного потока при наличии теплообмена со стенками трубы после ее внезапного расширения. При решении используется система осесимметричных RANS уравнений с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе. Для моделирования динамики дисперсной фазы применен эйлеров подход [5]. Объемная концентрация дисперсной фазы мала $\Phi_1 < 2 \times 10^{-4}$. Частицы достаточно мелкие ($d_1 < 100$ мкм), поэтому можно пренебречь эффектами их столкновений друг с другом. Турбулентность газовой фазы рассчитывалась с использованием эллиптической модели переноса рейнольдсовых напряжений [6] с учетом двухфазности потока [7]. Система осредненных уравнений для описания дисперсной фазы состоит из уравнений неразрывности, импульса в аксиальном и радиальном направлениях и энергии [5]. Уравнения для расчета вторых моментов пульсаций скорости и теплового потока дисперсной фазы приведены в [7]. Дробление и коалесценция капель в потоке не принимается во внимание ввиду их малого количества [5].

В работе представлены результаты численного исследования влияния отрицательного и положительного ПГД на структуру двухфазного газок капельного течения и теплоперенос за внезапным расширением трубы. Показано, что отрицательный и положительный градиенты давления оказывают существенное влияние на характеристики течения, турбулентность и теплоперенос.

Увеличение угла сужения конфузора приводит к значительному подавлению турбулентности течения (более 4-х раз в сравнении с газок капельным течением после внезапного расширения трубы при $\varphi = 0^\circ$).

Установлено, что в исследуемом течении существенно уменьшается длина зоны рециркуляции в сравнении с безградиентным ($\varphi = 0^0$) газокапельным отрывным потоком (до 30%), а координата максимума теплообмена незначительно смещается вниз по течению и практически совпадает с точкой присоединения двухфазного потока.

Увеличение угла раскрытия диффузора приводит к значительному увеличению степени турбулентности течения (практически в два раза в сравнении с газокапельным течением после внезапного расширения трубы при $\varphi = 0^0$). Установлено, что в исследуемом течении существенно увеличивается длина зоны рециркуляции в сравнении с отрывным газокапельным потоком при $\varphi = 0^0$ и смещается точка максимума теплообмена вниз по течению. При этом координата максимума теплоотдачи не совпадает с координатой точки присоединения оторвавшегося двухфазного потока.

Профили температуры газа становятся более заполненными для газокапельного течения в конфузоре в сравнении со случаем при $\varphi = 0^0$. Изменение угла сужения конфузора во всем исследованном в работе диапазоне значений не оказывает влияния на качественное распределение температуры газа по сечению конфузора. Наличие дисперсной фазы оказывает незначительное влияние на длину зоны рециркуляции, положения максимума теплообмена и минимума коэффициента трения на стенке в конфузоре после внезапного расширения трубы. Рост теплообмена и подавление уровня турбулентности при двухфазном течении в конфузоре обусловлены преимущественно

градиентом давления газовой фазы. Влияние капельной фазы остается примерно такой же, как и в случае безградиентного течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ (номер соглашения № 075-15-2021-575).

Литература

1. Терехов В.И., Богатко Т.В. Исследование аэродинамики и теплообмена отрывного течения в осесимметричном диффузоре при внезапном расширении трубы. ПМТФ. 2015. Т. 56. № 3. С. 147–155.
2. Terekhov V., Dyachenko A., Smulsky Ya. The effect of longitudinal pressure gradient on heat transfer in a separated flow behind a sudden expansion of the channel. Heat Transfer Eng. 2021. V. 42. P. 1402–1412.
3. Пахомов М.А., Терехов В.И. Структура газокапельного течения и теплоперенос за внезапным расширением осесимметричного диффузора. ПМТФ. 2020. Т. 61. № 5. С. 122–133.
4. Пахомов М.А., Терехов В.И. Структура отрывного газокапельного течения и теплоперенос в осесимметричном конфузоре. ИФЖ. 2021. Т. 94. № 6 (принято к печати).
5. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Second moment closure modelling of flow, turbulence and heat transfer in droplet-laden mist flow in a vertical pipe with sudden expansion. Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 66. P. 210–222.
6. Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J. Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics. Flow, Turbulence Combust. 2008. V. 81. P. 395–410.
7. Zaichik L.I. A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows. Phys. Fluids. 1999. V. 11. P. 1521–1534.

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСАЖДЕНИЕ ГУМИНОВЫХ КИСЛОТ

Т.И. Васильева¹, В.А. Глушечков^{1,2}, Н.А. Роденко^{1,2}

¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
443086, Россия, г. Самара, ул. Московское шоссе, д. 34

²Самарский федеральный исследовательский центр Российской академии наук 443001, Россия, г. Самара, ул.
Студенческий переулок, д. 3 А
E-mail: vastaty@rambler.ru

Широкое применение гуминовых кислот (ГК) в народном хозяйстве приобретает огромное значение, поэтому проводятся многочисленные исследования методов и технических средств их получения из различного ископаемого сырья. ГК получают путем щелочной экстракции из твердых горючих ископаемых, таких как торф и бурый уголь [1]. ГК представляют собой длинные цепи молекул, которые выделены в форме гуматов из слоя почв. Они обеспечивают экологическую чистоту организма и

могут служить стимуляторами для роста растений [2].

Известно, что импульсные магнитные поля (ИМП) применяются для осаждения высокомолекулярных соединений (ВМС), например, для снижения мутности сока. Целесообразность использования ИМП обусловлена тем, что продукты переработки растительного сырья представляют собой системы с наличием в молекулах свободных электронов, которые эффективно образуют

радикальную пару при внешнем воздействии. Таким образом, молекулы ВМС соединяются в более крупные агрегаты, коагулируют и образуют частицы осадка [3].

Гуминовые вещества применяют для усиления роста и питания растений. Они действуют как почвенные бактерицидные и растительные фунгицидные агенты, а также могут быть использованы для удаления загрязняющих веществ из воды и почвы. Из-за ценности продукта и его востребованности существует проблема по нахождению самой эффективной методики их выделения из различного сырья.

Целью настоящего исследования являлась оценка воздействия импульсного магнитного поля (ИМП) на выделение гуминовых кислот.

В экспериментах исходными материалами служили суспензия ГК (Эмульсионные технологии, Россия) и бурый уголь.

Обработку ИМП осуществляли на магнитно-импульсной установке МИУ-15 при следующих параметрах, представленных в таблице 1.

Таблица 1. Параметры обработки ИМП экстракта гуминовых кислот

Напряжённость H , 10^6 А/м	Частота f , кГц	Количество импульсов n , шт
0.09	40	1
0.82		

Программа экспериментов включала в себя несколько этапов:

1. Изучение влияния ИМП на осаждение и выход гуминовых кислот.
2. Исследование влияния ИМП на экстракцию и выход гуминовых кислот.

Суть предлагаемого технического решения – в технологическую цепочку осаждения гуминовой кислоты добавить операцию обработки исходного сырья ИМП. На рисунке 1 представлена схема обработки ИМП суспензии бурого угля в щелочи и суспензии щелочной экстракции.



Рис. 1 Схема обработки ИМП суспензии бурого угля в щелочи и суспензии щелочной экстракции

На рисунках 2-5 представлены результаты экспериментов.

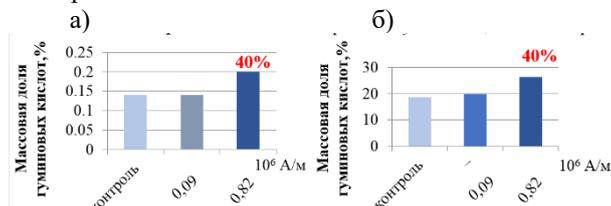


Рис. 2 Массовая доля свободных гуминовых кислот на натуральный продукт (а) и сухое обеззоленное вещество (б) после обработки щелочной суспензии ИМП

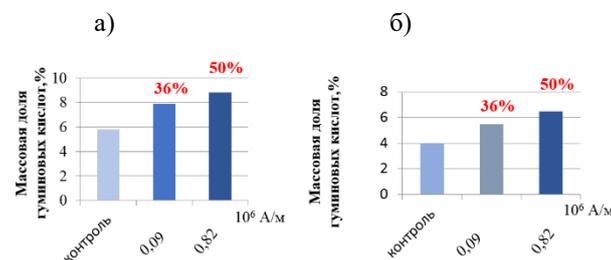


Рис. 3 Массовая доля свободных гуминовых кислот на натуральный продукт (а) и сухое обеззоленное вещество (б) после обработки суспензии гуминовых кислот перед щелочной экстракцией ИМП

Был установлен факт увеличения выхода гуминовых кислот после обработки суспензий ГК ИМП на 40% и более. Предполагается, что причина влияния ИМП на осаждение ГК может быть связана с активизацией химической структуры молекул.

Таким образом проведенные эксперименты, подтвердили реальность и эффективность предложенного технического решения.

Литература

1. Пат. 2686807 Российская Федерация, МПКС05F11/02. Способ получения сложных жидких гуминовых удобрений из торфа / Дудкин Д.В., Федяева И.М., Пименова А.А.; заявитель и патентообладатель Югорский государственный университет. – № 2017143064; заявл. 08.12.17; опубл. 30.04.19, Бюл. № 13. – 7 с.
2. Пат. 2657448 Российская Федерация, МПКС05F11/02, С05F11/00, А01P21/00. Стимулятор роста из торфа / Ефанов М.В., Чумаков В.А., Ананьина И.В., Сартаков М.П.; заявитель и патентообладатель Малое инновационное предприятие «Югра-Биотехнологии». – № 2017134452; заявл. 03.10.17; опубл. 14.06.18, Бюл. № 17. – 8 с.
3. Голыбин В.А. Использование импульсных магнитных полей в сахарном производстве. Инновационные технологии. Пищевая промышленность. – 2007. – № 9. – С. 24-25.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА В КАБЕЛЬНЫХ ПРОХОДКАХ ПРИ ПОЖАРЕ

И.Р. Хасанов, А.А. Варламкин

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Всероссийский ордена «Знак Почёта» научно-исследовательский институт противопожарной обороны Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий» (ФГБУ ВНИИПО МЧС России)
143903, г. Балашиха, мкр. ВНИИПО, д. 12
E-mail: vniipo@mail.ru

Обеспечение пожарной безопасности зданий и сооружений во многом связано с ограничением распространения огня и созданием противопожарных преград. Наличие в противопожарных преградах технологических проемов для прокладки инженерных коммуникаций (кабельные линии, воздуховоды и др.) требует заполнения проемов в целях ограничения распространения пожаров. Для кабельных линий предусматривается устройство кабельных проходок с пределом огнестойкости, равным пределу огнестойкости пересекаемой конструкции (стены, перекрытия и перегородки) [1, 2].

Как правило, кабельная проходка представляет собой сборную конструкцию, которая включает в себя кабели, заделочные материалы, сборные элементы и закладные детали (короба, лотки, трубы и т.п.). Огнестойкость и пожарная опасность кабельных проходок обусловлена их конструктивными особенностями, характеристиками применяемых материалов и средств огнезащиты, а также количеством и видом кабельной продукции [3-6].

Существующие методы испытаний строительных конструкций на огнестойкость направлены на определение предельных состояний - потери несущей и теплоизолирующей способности, целостности материала [7]. Так, методика проведения огневых испытаний кабельных проходок на огнестойкость [8] предполагает измерение температуры нагрева конструктивных элементов образца и материала заделки на необогреваемой поверхности, а также фиксацию потери целостности проходки.

Потеря огнестойкости по теплоизолирующей способности кабельной проходки происходит при повышении температуры на необогреваемой поверхности заделочного материала более 140°C. Критические температуры нагрева элементов конструкции в необогреваемой зоне проходки составляют: а) для материала оболочек кабеля: из поливинилхлорида - 145°C; из резины - 120°C; из полиэтилена - 110°C; б) для материала конструктивных элементов (короба, лотка, трубы) из металла - 180°C.

Основные экспериментальные исследования в условиях воздействия пожара связаны с изучением прогрева строительных конструкций [9, 10],

технологических проемов для трубопроводов [11], инженерных городских тоннелях [12]. При этом, проведенные испытания направлены на обоснование и проверку численных методов расчета теплообмена в строительных конструкциях.

Исследования зависимости огнестойкости кабельных проходок от площади защищаемого проема и его толщины с учетом технологии заполнения проема противопожарной пеной представлены в [13]. Использование в кабельных проходках терморасширяющейся противопожарной пены экспериментально изучено в [14]. Была выявлена непригодность в качестве материала заделки кабельных проходок монтажных пен, используемых для герметизации швов дверных и оконных проемов.

Широкое применение различных современных материалов в конструкциях кабельных проходок требует обоснованного и пожаробезопасного их применения. Действующие стандартные экспериментальные методы позволяют оценить огнестойкость кабельных проходок без рассмотрения прогрева всей конструкции.

В связи с этим представляет интерес разработка экспериментальных методов изучения процессов теплообмена между элементами кабельных изделий и конструкции кабельных проходок при тепловом воздействии пожара. Исследование этих вопросов позволит обосновать проектирование и использование эффективных огнестойких кабельных проходок в целях предотвращения распространения пожара.

Исследования теплообмена в кабельных проходках проводились на экспериментальных установках в ФГБУ ВНИИПО МЧС России. Первая установка предназначена для испытаний на огнестойкость кабельных проходок по стандарту [8], вторая установка - для испытаний по определению времени работоспособности кабельных линий в условиях пожара по стандарту [15]. При проведении огневых испытаний в установках использовались стандартные тепловые режимы [16, 17] продолжительностью воздействия 120 мин. В данной серии экспериментов использовались стандартные кабели с медными жилами марки ВВГнг(А) 1х120.

Анализ характеристик кабельных проходок и особенностей кабельной продукции позволил выбрать три наиболее распространенных вида

кабельных проходок. Конструкция кабельной проходки № 1 состояла из плит негорючей минеральной ваты толщиной 100 мм с обоих торцов с воздушным зазором внутри проходки размером 100 мм. На поверхности плит и кабеля было нанесено лакокрасочное огнезащитное покрытие толщиной 0,5 мм. Кабельная проходка № 2 отличалась от № 1 заполнением внутреннего пространства размером 200 мм двухкомпонентной силиконовой противопожарной пеной. Толщина плит негорючей каменной ваты составляла 50 мм. В кабельной проходке № 3 противопожарной пеной на основе пенополиуретана заполнялось все внутреннее пространство (без применения плит негорючей минеральной ваты), при этом огнезащитное покрытие не использовалось.

Расположение всех кабельных проходок внутри строительной конструкции, марка кабеля и условия проведения экспериментальных исследований были идентичны. Образцы кабельных проходок располагались в бетонных фрагментах размерами 400x400x300 мм с прямоугольными проемами размером 250x250 мм. В центральной части кабельной проходки располагался кабель, в состав которого входят медная токопроводящая жила диаметром 13,5 мм, изоляция и оболочка токопроводящей жилы, изготовленные из поливинилхлоридного пластика, толщиной 1,6 мм.

Температура фиксировалась на поверхности токопроводящей жилы, на изоляции и оболочке кабельного изделия. Измерения проводилась также в центральной части внутреннего пространства кабельных проходок. Оценки систематической и случайной погрешностей показали, что измерения температуры T проводились с погрешностью $T \pm 5^\circ\text{C}$.

При применении минеральной плиты и противопожарной пены в качестве заполнения внутреннего пространства кабельной проходки температура фиксировалась на поверхности и на глубине равной половине толщины этих материалов. При заполнении пространства кабельной проходки противопожарной пеной измерения температуры проводились также в конструкции кабельной проходки.

Для измерения температуры кабеля использовались семь распределенных в кабельной проходке термопар (термоэлектрических преобразователей - ТЭП): три - на токопроводящей жиле, четыре - на оболочке кабеля. Пять ТЭП размещались на поверхностях и элементах конструкции кабельной проходки, а также во внутреннем пространстве конструкции. Измерения температуры токопроводящей жилы, изоляции и оболочки кабельного изделия проводились до достижения ими температур размягчения и последующего термического разрушения с воспламенением.

Основные результаты исследований теплообмена в кабельных проходках № 1 и 3 при огневых испытаниях приведены на рис. 1 и рис. 2, соответственно. Видно, что токопроводящая жила

кабеля является основным элементом, участвующим в распространении тепла в конструкции кабельной проходки. Температура токопроводящей жилы, расположенной на расстоянии 150 мм от огневой камеры, составляет более 400°C (линия 2, рис. 1), а в точке, расположенной на удалении 250 мм от огневой камеры, температура токопроводящей жилы превышает 270°C (линия 4, рис. 1).

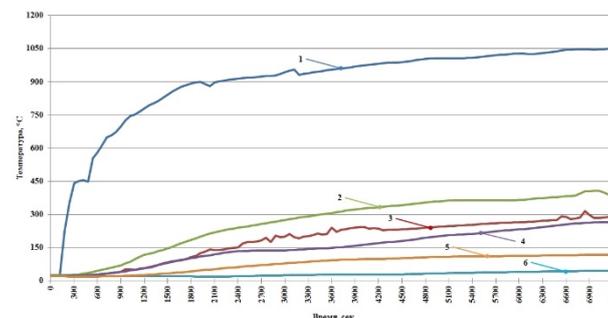


Рисунок 1. Зависимость температуры от времени в кабельной проходке № 1: 1 – огневая камера; 2 – токопроводящая жила кабеля в кабельной проходке на расстоянии 150 мм от огневой камеры; 3 – оболочка токопроводящей жилы в кабельной проходке на расстоянии 150 мм от огневой камеры; 4 – токопроводящая жила кабеля в кабельной проходке на расстоянии 250 мм от огневой камеры; 5 – оболочка токопроводящей жилы кабеля в необогреваемой зоне проходки; 6 – минеральная вата в необогреваемой зоне проходки.

Температура оболочки кабеля на удалении 150 мм от огневой камеры близка к значению 300°C (линия 3, рис. 1). Температура оболочки кабеля на необогреваемой стороне проходки не превышает 145°C (линия 5, рис. 1), которая является критической для поливинилхлорида. Температура на внешней поверхности заделочного материала в необогреваемой зоне проходки значительно ниже критической (линия 6, рис. 1). Таким образом, предел огнестойкости рассматриваемой кабельной проходки № 1 составляет не менее 120 мин (*IET 120*). Экспериментальные данные испытаний образца проходки № 2 близки к данным испытания проходки № 1 в части динамики нагрева токопроводящей жилы кабеля и элементов проходки.

Наиболее опасной в отношении нагрева кабеля и конструкции является кабельная проходка 3-го вида с заполнением всего внутреннего пространства противопожарной пеной на основе пенополиуретана. Так, температура токопроводящей жилы в центральной части кабельной проходки достигает 470°C (линия 2, рис. 2), а температура оболочки кабеля 350°C (линия 4, рис. 2).

Температура токопроводящей жилы на удалении 250 мм от огневой камеры (линия 3, рис. 2) составляет 440°C , а температура оболочки кабеля на том же удалении от огневой камеры (линия 5, рис. 2) составляет 210°C . В таких условиях, критическая температура нагрева оболочки кабеля на

необогреваемой стороне проходки (145°C) была достигнута на 72-й мин (линия 6, рис. 2). Температура внешней поверхности заделочного материала в необогреваемой зоне проходки (линия 7, рис. 2) указывает на постоянный рост температуры после 70 мин, что свидетельствует прогорании противопожарной пены и потере ее теплоизолирующей способности. Полученные экспериментальные данные показывают, что предел огнестойкости кабельной проходки № 3 составляет 60 мин (*IET 60*).

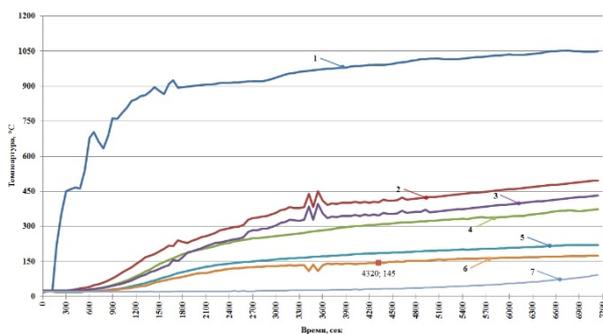


Рис. 2. Зависимость температуры от времени в кабельной проходке № 3: 1 – огневая камера; 2 – токопроводящая жила кабеля в кабельной проходке на расстоянии 150 мм от огневой камеры; 3 – токопроводящая жила кабеля в кабельной проходке на расстоянии 250 мм от огневой камеры; 4 – оболочка токопроводящей жилы кабеля в кабельной проходке на расстоянии 150 мм от огневой камеры; 5 – оболочка токопроводящей жилы кабеля в кабельной проходке на расстоянии 250 мм от огневой камеры; 6 – оболочка токопроводящей жилы кабеля в необогреваемой зоне проходки; 7 – противопожарная пена в необогреваемой зоне проходки.

Таким образом, разработанная экспериментальная методика, позволяет проводить исследования процессов теплообмена между элементами кабельных изделий и элементами конструкции кабельных проходок при огневых испытаниях по определению пределов огнестойкости.

В результате проведенных экспериментальных исследований получены зависимости температур конструктивных элементов кабеля и кабельной проходки от времени. Установлено, что токопроводящая жила кабеля является основным элементом, участвующим в распространении тепла в конструкции кабельной проходки. Во всех рассматриваемых видах кабельных проходок оболочка кабеля в фасадной части конструкции, обращенной к зоне огневого воздействия, подвергается интенсивному нагреву (более 650°C), что приводит к ее выгоранию в этой части кабельной проходки, при этом значение температуры плавления меди (1083°C) не достигается.

Кабельные проходки 1-го и 2-го вида сохраняют свои огнестойкие характеристики и имеют предел огнестойкости 120 мин (*IET 120*). При этом установлено, что наличие в конструкции кабельной

проходки воздушного пространства или материала, способствующего интенсивному теплообмену, приводит к повышению предела огнестойкости.

Наиболее опасной в части нагрева кабеля и потери огнестойкости является кабельная проходка 3-го вида с заполнением всего внутреннего пространства противопожарной пеной на основе пенополиуритана. В этом случае зафиксировано полное выгорание кабеля и потеря огнестойкости кабельной проходки к 72-й мин стандартного теплового воздействия (*IET 60*).

Проведенные исследования показали, что при развитии методов оценки пожарно-технических характеристик кабельных проходок необходим учет особенностей теплообмена в зависимости от теплофизических характеристик элементов конструкции кабельных изделий, их количества, а также характеристик элементов конструкции кабельной проходки.

Литература

1. Федеральный закон «Технический регламент о требованиях пожарной безопасности». М.: ВНИИПО, 2012. 148 с.
2. СП 4.13130.2013. Системы противопожарной защиты. Ограничение распространения пожара на объектах защиты. Требования к объемно-планировочным и конструктивным решениям. М.: ВНИИПО, 2013. 183 с.
3. Смелков Г.И., Пехотиков В.А., Рябиков А.И. Проблемы обеспечения пожарной безопасности кабельных потоков // Кабели и провода. 2005. № 2. С. 8-14.
4. Bartnikas R., Srivastava. Characteristics of Cable Materials in Power and Communication Cables. NewYork: IEEE Press, 2000. 345 p.
5. Хасанов И.Р., Варламкин А.А. Влияние конструкции кабельных проходок на их пожарную опасность при эксплуатации // Безопасность труда в промышленности. 2019. № 3. С. 46-51.
6. Григорьева М.М., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Оценка пожарной опасности режимов электрической перегрузки кабельных линий // Пожаровзрывобезопасность. 2010. № 9. С. 9–13.
7. Хасанов И.Р., Голованов В.И. Обеспечение огнестойкости несущих строительных конструкций // Юбилейный сборник трудов ФГБУ ВНИИПО МЧС России. М.: ВНИИПО, 2012. С. 81-101.
8. ГОСТ Р 53310-2009. Проходки кабельные, вводы герметичные и проходы шинопроводов. Требования пожарной безопасности. Методы испытаний на огнестойкость. М.: Стандартинформ, 2009. 7 с.
9. Zareian S. Fire and Heat Transfer Modelling of Small and Large Scale Experiments. - University of Waterloo, Waterloo, Ontario, Canada, 2020. 92 p.
10. Britez C., Carvalho M., Helene P. Fire impacts on concrete structures. A brief review // Revista ALCONPAT. 2020. vol. 10, no. 1. pp. 1–21.
11. Thurston S.J. Modelling fuel behavior of metal pipe penetrations through concrete walls. Study Report SR65. – Judgeford, Wellington, Building Research Association of New Zealand, 1996. 102 p.
12. Kai Ye, Xiaodong Zhou, Lizhong Yang, Xiao Tang, Yuan Zheng, Bei Cao, Yang Peng, Hong Liu, Yong Ni. A Multi-Scale Analysis of the Fire Problems in an Urban Utility Tunnel //

Energies. 2019. vol. 12, no. 1976. pp. 1-20. DOI: 10.3390/en12101976

13. Трушкин Д.В., Кандрашкин Е.С. Проблемы обеспечения огнестойкости противопожарных преград при прокладке инженерных коммуникаций // Пожаровзрывобезопасность. 2015. № 12. С. 15-21. DOI: 10.18322/PVB.2015.24.12.15-21.

14. Гордеев Н.А. Годунова Г.Н. Обеспечение огнестойкости проемов для прокладки кабельных изделий в противопожарных преградах при использовании терморасширяющейся противопожарной пены и огнестойкой монтажной пены //

Пожаровзрывобезопасность. 2017. № 4. С. 23–40. DOI: 10.18322/PVB.2017.26.04.37-40.

15. ГОСТ Р 53316-2009. Электрические щиты и кабельные линии. Сохранение работоспособности в условиях пожара. Методы испытания. М.: Стандартинформ, 2009. 5 с.

16. ГОСТ 30247.0-94. Конструкции строительные. Методы испытаний на огнестойкость. Общие требования. М.: Минстрой России, 1994. 19 с.

17. ГОСТ Р ЕН 1363-2-2014. Конструкции строительные. Испытания на огнестойкость. Часть 2. Альтернативные и дополнительные методы. М.: Стандартинформ, 2015. 12 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ БЕЗ ДИССИПАЦИИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ ПОСЛЕ САМОФОКУСИРОВКИ В КУБИЧЕСКИ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Ю.А. Чиркунов

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),
Ул. Ленинградская, 113, 630008 Новосибирск, Россия
E-mail: chr101@mail.ru

Для мощных ультразвуковых пучков экспериментально было обнаружено, что в результате самовоздействия происходит их самофокусировка. При самофокусировке мощный ультразвуковой луч заметно сужается и значительно усиливается. Обобщение трехмерной модели Хохлова-Заболоцкой-Кузнецова в кубической нелинейной среде при наличии диссипации со специальным коэффициентом нелинейности применяется для описания распространения ультразвуковых пучков после самофокусировки. Настоящая работа посвящена исследованию подмоделей этой модели, инвариантных относительно четырехпараметрических подгрупп ее основной группы. Некоторые из них содержат разрушающий элемент в виде ультразвуковой иглы или ультразвукового ножа, которые в каждый

фиксированный момент времени локализуются в ограниченной области, на поверхности которой акустическое давление равно нулю. Другие подмодели были использованы для изучения распространения ультразвуковых пучков после самофокусировки, для которых в начальный момент времени в фиксированной точке заданы либо акустическое давление и его градиент, либо акустическое давление и скорость его изменения. Приведены графики распределения давления, полученные в результате численного решения этих краевых задач для некоторых значений параметров, характеризующих указанные процессы. Эти графики показывают, что для этих подмоделей в ультразвуковых пучках с течением времени происходит монотонное увеличение акустического давления.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ БЕЗ ДИССИПАЦИИ В КУБИЧЕСКИ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Ю.А. Чиркунов

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),
Ул. Ленинградская, 113, 630008 Новосибирск, Россия
E-mail: chr101@mail.ru

Для описания затухания ультразвуковых пучков после формирования ударного фронта применяется обобщение трехмерной модели нелинейной гидроакустики Хохлова-Заболоцкой-Кузнецова в кубически нелинейной среде со специальным коэффициентом нелинейности. Ранее для этой модели при наличии диссипации автором были получены и исследованы все инвариантные подмодели ранга 0 и 1. Эти подмодели описывают монотонное затухание со временем, а затем исчезновение ультразвуковых пучков. В настоящей работе исследованы подмодели этой модели при отсутствии диссипации, инвариантные относительно всех четырехпараметрических подгрупп ее основной группы. Некоторые подмодели описывают ультразвуковые пучки, которые со временем

монотонно ослабевают и полностью исчезают за конечное время. Они были применены для изучения затухания ультразвуковых пучков, для которых в начальный момент времени в фиксированной точке заданы либо акустическое давление и скорость его изменения, либо акустическое давление и его градиент. Другие подмодели, задаваемые явно найденными решениями, описывают ультразвуковые пучки, для которых с течением времени не происходит их ослабления. Это означает, в частности, что при отсутствии диссипации указанное выше обобщение модели Хохлова-Заболоцкой-Кузнецова в кубически нелинейной среде не всегда можно использовать для описания затухания ультразвуковых пучков после формирования ударного фронта.

ИНЖЕНЕРНАЯ МАТЕМАТИКА ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТЕЙ

Ю.Д. Чашечкин

Институт проблем механики имени А. Ю. Ишлинского РАН
119526, Москва, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1
E-mail: yulidch@gmail.com

В рамках инженерной математики – аксиоматической науки о принципах выбора символов, правил операций и критериев оценки их точности, проводится сравнительный анализ распространенных систем уравнений, получивших распространение в механике жидкостей и обосновывается выбор системы фундаментальных уравнений в качестве базиса согласованных теоретических и экспериментальных исследований динамики и структуры течений жидкостей и газов. Обсуждаются проблемы описания состояния среды с учетом четырех механизмов передачи энергии: диссипативного, со скоростью потока, волнового и прямого атомно-молекулярного. Классификация структурных компонентов течений, включающая лигаменты (волокна, триклы, прослойки), волны и

вихри основана на свойствах полных решений линеаризованной системы фундаментальных уравнений. Приводятся результаты сравнения теоретических (аналитических и численных) и экспериментальных исследований процессов генерации, распространения, нелинейного взаимодействия и распада периодических и присоединенных внутренних волн в непрерывно стратифицированной жидкости. Обсуждаются проблемы развития техники эксперимента и экстраполяции результатов на течения в природных и промышленных условиях.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ: госзадание АААА-А20-120011690131-7.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОЭМИССИОННОЙ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

К.Н. Ефимов, В.А. Овчинников, А.С. Якимов

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Томск, проспект Ленина, 36
E-mail: yakimovas@mail.ru

Введение

При конструировании гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) актуальным является проведение исследований, связанных с созданием систем тепловой защиты от внешнего нагрева. Температура некоторых участков тела при полете может достигать 2000 – 2300 К [1, 2]. Необходимо отметить, что имеется достаточно много различных методов пассивной, активной и комбинированной тепловой защиты [1–4].

Одним из перспективных вариантов решения этой проблемы является использование термоэмиссионной технологии [5, 6] — электронного охлаждения в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Данный метод позволяет преобразовывать тепловую энергию, полученную от конвективного нагрева ГЛА, непосредственно в электрическую.

Для решения поставленной задачи необходимо развить физическое и математическое моделирование работы таких систем, с учетом сложной природы взаимодействия высокоскоростных потоков с теплозащитным материалом (рис. 1, *a*), когда сами элементы конструкции летательного аппарата в большой мере участвуют в процессе их охлаждения (рис. 1, *b*). Применение этого подхода позволит моделировать системы активной термоэлектронной тепловой защиты (АТЭТЗ) ГЛА в условиях, которые соответствуют реальным нагрузкам вдоль их траектории.

В АТЭТЗ происходит множество взаимосвязанных явлений [6]: тепловых, эмиссионных, электрических, плазменных, адсорбционных и др. Экспериментальные исследования термоэлектронных установок довольно сложны и дорогостоящи [7, 8], поэтому уделяется большое внимание математическому моделированию протекающих в них процессов [9–13].

В настоящей работе, в отличие от ранних [10], представлена и исследована модель многоэлементной АТЭТЗ в трехмерной постановке (см. рис. 1, *a*). Задача решается в сопряженной постановке [3], так как это позволяет существенно повысить точность определения тепловых характеристик по сравнению с отдельными оценками теплообмена (см. рис. 1, *a*). Изучалось влияние параметров многоэлементной АТЭТЗ на

температуру конструкций ГЛА и электрические характеристики термоэмиссионных преобразователей (ТЭП).

Постановка задачи

Рассматривается многоэлементная конструкция из электрогенерирующих элементов (ЭГЭ) (см.

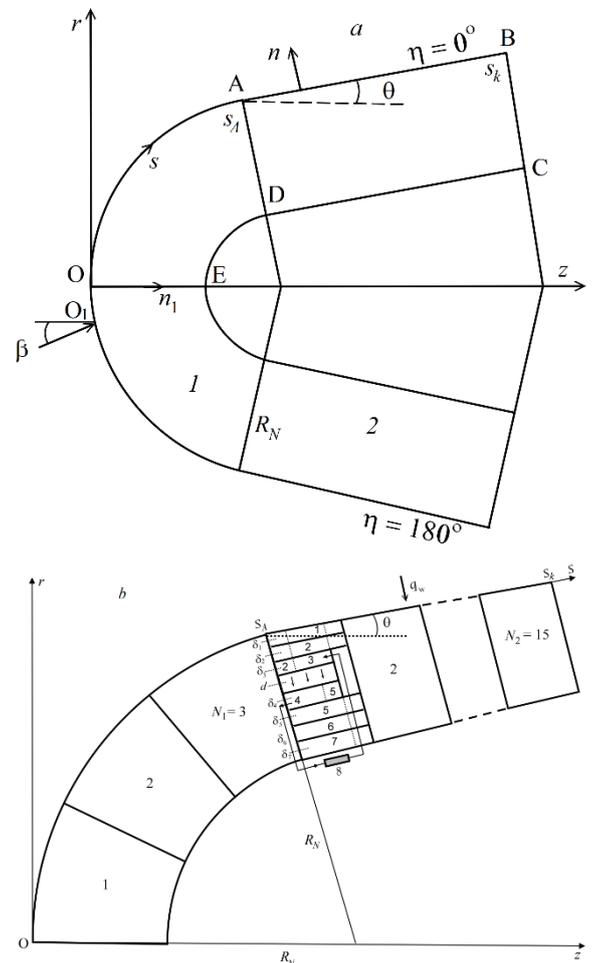


Рис. 1. Схема конструкции обтекаемого тела с электрогенерирующим элементом.

рис. 1, *b*). Для дальнейшего анализа рассмотрим типичную схему ЭГЭ [5, 6]. Исследуем задачу о теплообмене внутри такого ЭГЭ, под которым понимается составная область с теплоизолированной стенкой при $s = s_k$, $0 \leq n_1 \leq L_8$, $0 \leq \eta \leq 2\pi$ (рис. 1, *b*). Координата n_1 направлена от поверхности вглубь

оболочки (см. рис. 1, *a*). Эмиттерная часть типового ЭГЭ состоит из трех слоев. Слой 1 — внешняя область из тантала Та [14, 15] (см. рис. 1, *c*). Слой 2 — эмиттерная изоляция из карбида циркония ZrC. Слой 3 включает изолятор из ZrC (2), собственно эмиттер из вольфрама W (3) и вольфрамовый токовывод (3). Коллекторная часть типового ЭГЭ состоит из четырех слоев. Слой 4 состоит из молибденового Mo токовывода (4), собственно коллектора из молибдена (4) и изолятора из Al_2O_3 (5). Слои 5, 7 являются емкостями теплоносителя из Al_2O_3 . Слой 6 служит в качестве охлаждающего твердофазного носителя. Слой 8 обозначает потребителя (электрическую нагрузку). Эмиттерная и коллекторная части составляют термоэмиссионный элемент. На рис. 1, *b* *d* обозначает величину межэлектродного зазора (МЭЗ). Величины $L_j, j = 1, \dots, 8$ являются расстояниями от начала координат по координате n_1 для слоев 1–3, зазора, слоев 4–7. Величины $\delta_j, j = 1, \dots, 7$ означают толщины слоев 1, 2, ..., 7. Область $Q: \{L_2 \leq n_1 \leq L_5, s_3 \leq s \leq s_4, 0 \leq \eta \leq 2\pi\}$ в типовом ЭГЭ занята воздухом (рис. 1, *b*). На рис. 1, *b* представлена схема распределения элементов многоэлементной АТЭТЗ на сферической и конической оболочках тела. Схема каждого элемента идентична описанному выше для типового ЭГЭ. В данной задаче $N_1 = 3$ — количество ЭГЭ на сферической части тела, $N_2 = 15$ — количество ЭГЭ на конической части тела.

Исследование характеристик ЭГЭ основывается на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) изотермического ТЭП [6–9, 11], которые в свою очередь являются интегральными характеристиками многообразных процессов в МЭЗ и на электродах [6, 10–12] и определяются переносом частиц и энергии в плазме, ионизационными, адсорбционными и другими процессами.

Для исследования процессов в АТЭТЗ необходимо решать самосогласованную задачу, состоящую из электрической и тепловой моделей. В результате её решения получают распределения потенциальных, токовых, тепловых и других искомым. Как основа была использована электрическая модель [9], которая была расширена на более общий случай: коллектор не эквипотенциален и электропроводности электродов и коммутационных деталей зависят от их температуры [11, 12].

Для нахождения прототипов ГЛА, на которых может быть оправдана установка АТЭТЗ, необходимо знать уровень тепловых потоков, снимаемых с внешней открытой оболочки эмиттера (слой 3 на рис. 1, *b*) и внешней поверхности коллектора (слой 4 на рис. 1, *b*) за счет электронного охлаждения и процессов излучения. Эти величины зависят от тепловых состояний эмиттерной и коллекторной частей, которые определяются уровнем аэродинамического нагрева внешней

поверхности ГЛА. Тепловые потоки для внешних открытых частей слоев 3 и 4 имеют вид [6, 9]:

$$q_{L_3} = -(q_1 + q_\varepsilon + q_{Cs}), \quad q_{L_4} = q_2 + q_\varepsilon + q_{Cs}, \quad (1)$$

$$q_1 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) [\varphi_1(T_{1,3}/T_{Cs})/e + 2kT_{1,3}/e], \quad (2)$$

$$q_2 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) [\varphi_2(T_{2,4}/T_{Cs})/e + 2kT_{1,3}/e], \quad (3)$$

$$q_\varepsilon = \sigma \varepsilon_s (T_{1,3}^4 - T_{2,4}^4), \quad q_{Cs} = (\lambda_{Cs}/d)(T_{1,3} - T_{2,4}), \quad (4)$$

Объемное джоулево тепловыделение эмиттера и коллектора, являющееся источником тепла в уравнении теплопроводности для соответствующего электрода, запишется как [5]

$$G_1^{(i)}(s, \eta) = \xi_1 I_1^2(s, \eta) / S_1^2, \quad G_2^{(i)}(s, \eta) = \xi_2 I_2^2(s, \eta) / S_2^2, \quad i$$

$$= 1, 2, \quad \text{где} \quad I_1(s, \eta) = 2\pi R_1 \int_{s_1}^s J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds,$$

$$I_2(s, \eta) = 2\pi R_1 \int_s^{s_2} J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds,$$

$I_1(s, \eta) + I_2(s, \eta) = I_R$, $\varphi_j, j = 1, 2$ — работа выхода материалов эмиттера и коллектора, k — постоянная Больцмана, $J = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V)$ — вольт-амперная характеристика изотермического ТЭП, алгоритм расчета которого приведен в [5], e — заряд электрона,

$$S_1 = 2\pi \delta_3 (R_1 + \delta_3/2),$$

$S_2 = 2\pi \delta_4 (R_2 - \delta_4/2)$, ΔV — разность напряжения между эмиттером и коллектором, $R_1 = R_N - L_3$,

$R_2 = R_N - L_4$, R_N — радиус сферического затупления, σ — постоянная Стефана-Больцмана, λ_{Cs} — коэффициент теплопроводности паров цезия в межэлектродном зазоре, $\xi_j, j = 1, 2$ — коэффициенты электропроводности эмиттера и коллектора, ε_s — приведенная излучательная способность поверхности эмиттера и коллектора, $I_j, j = 1, 2$ — сила тока. Индексы: первые нижние 1 и 2 в правой части формул (2)–(4) отвечают параметрам эмиттера и коллектора, вторые нижние — номеру слоя $\delta_j, j = 1, \dots, 7$, верхние (1) и (2) — параметрам полусферы и конической части тела, Cs — парам цезия, A — граница сопряжения сфера-конус на рис. 1, *a*, k — конечное значение по координате s .

Отметим, что ВАХ изотермического ТЭП зависят также от величины МЭЗ, давления насыщенных паров цезия, работы выхода эмиттера и коллектора [6–8].

В работе [3] проведены оценки времен релаксации в газовой и конденсированной фазах. На основании этих оценок характеристики сопряженного тепломассообмена находятся из решения квазистационарных уравнений пространственного пограничного слоя (ПС) при различных режимах течения. Тепловое состояние сферически затупленного конуса определяется из решения нестационарного уравнения сохранения энергии для составной оболочки в конденсированной фазе.

Математическая постановка электрической и тепловой задачи приведена в [5, 16].

Расчеты обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора $\theta = 15^\circ$ потоком химически равновесного воздуха при углах атаки $\beta = 10^\circ$ проводились для следующих условий [17], которые соответствуют параметрам высоте полета ГЛА: $H_\infty = 2,3 \cdot 10^4$ м, скорости тела $V_\infty = 3000$ м/с, $R_N = 0,1$ м, $h_{e0} = 4,72 \cdot 10^6$ Дж/кг. В воздушных областях Q для ЭГЭ давление P задавалось равным 1 атм. Приводимые ниже результаты получены при $T_0 = 293$ К.

Результаты численного решения и их анализ.

На рис. 2 представлены зависимости внешней температуры поверхности тела $T_{1,w}$ с учетом термоэлектронного охлаждения (ТЭО) (сплошные кривые), отсутствии ТЭО (штриховые кривые) и величина теплового потока из газовой фазы q_w (штрих-пунктирные кривые), когда в оболочке АТЭТЗ присутствует ЭГЭ в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах от продольной координаты $\bar{s} = s/R_N$.

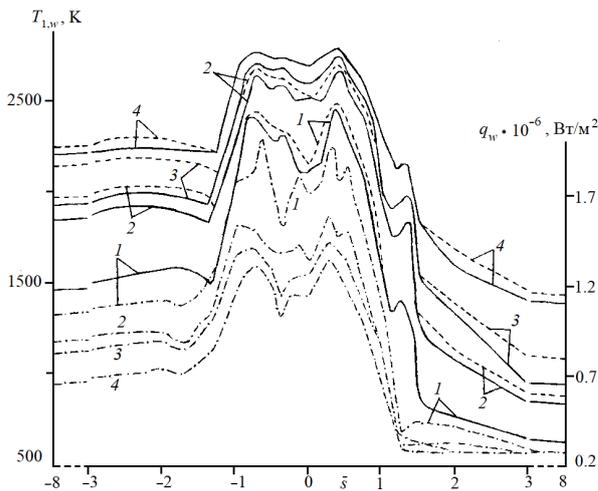


Рис. 2. Зависимость внешней температуры поверхности тела и теплового потока из газовой фазы (штрих-пунктирные кривые) на наветренной и подветренной сторонах от продольной координаты в различные моменты времени. Сплошные кривые отвечают наличию ТЭО, штриховые кривые его отсутствию.

Кривые 1–4 на рис. 2 отвечают моментам времени t : 1–10 с, 2–20 с, 3–30 с, 4– $t = t_2$ ($t_2 = 60$ с соответствует стационарному режиму процесса нагрева тела) и получены для опорного режима прогрева работы ЭГЭ, когда в слое b составной оболочки (см. рис. 1, c) в качестве теплоносителя используется воздух. На рис. 2 координатная линия $\bar{s} = s/R_N < 0$, $\eta = \pi$, начиная от точки торможения, принадлежит наветренной плоскости, остальная часть координатной линии \bar{s} принадлежит подветренной плоскости. Координаты $\bar{s} \approx -1,3$ и $\bar{s} \approx 1,3$ соответствуют точкам сопряжения сферической

и конической частей тела. Можно отметить, что в выделенные моменты теплового процесса наблюдается корреляция между распределением теплового потока и температурой внешней поверхности тела в областях, где реализуется турбулентный режим течения внешнего воздушного потока. В этих областях, которым соответствуют максимальные уровни аэродинамического нагрева, реализуются максимумы температуры внешней поверхности ГЛА. Эти области располагаются над вторым ЭГЭ на сферической части. В случае учета ТЭО достигаемые температурные уровни ниже, чем в случае, когда ТЭО не учитывается. В областях вниз по течению над ЭГЭ на конической части уровни теплового потока к поверхности тела снижаются. Эта ситуация качественно не меняется, хотя различия между достигаемыми значениями температуры при учете и не учете ТЭО увеличиваются. Наличие ТЭО снижает максимальную температуру поверхности оболочки $T_{1,w}$ на 116–151 К на конической части тела (см. кривые 3–4) и на 50–150 К на сферической части тела (кривая 1 на рис. 2). На подветренной стороне конической части тела эффект учета ТЭО больше, чем на наветренной стороне.

На рис. 3 приведены распределения температуры эмиттера T_{1,L_3} (сплошные кривые) и коллектора T_{2,L_4} (штрих-пунктирные кривые) при учете работы ТЭО. Штриховые и штрих-пунктирные с двумя точками кривые отвечают эмиттеру и коллектору соответственно для случая отсутствия ТЭО в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах по продольной координате $\bar{s} = s/R_N$ в те же самые моменты времени, что и на рис. 2. Как видно из рис. 3, наличие ТЭО снижает максимальную температуру эмиттера (кривые 2–4) в некоторые моменты нагрева тела на 152–203 К на конической части и до 100 К на сферической части тела.

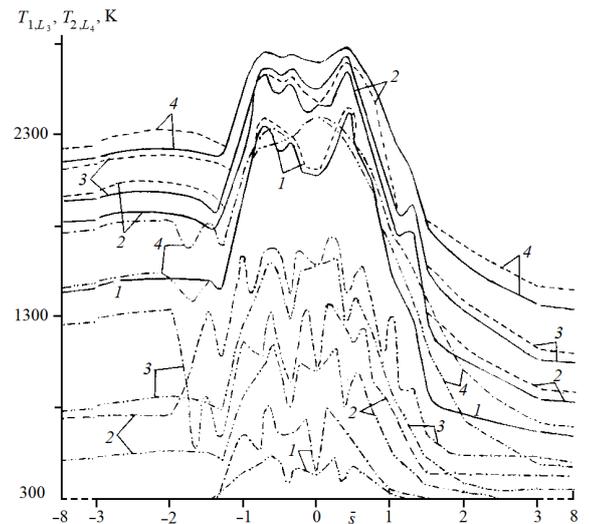


Рис. 3. Зависимость температуры поверхности эмиттера и коллектора от продольной координаты в те же самые моменты времени, что на рис. 2. Для эмиттера сплошные кривые отвечают наличию ТЭО,

штриховые — его отсутствию. Для коллектора штрих-пунктирные кривые соответствуют присутствию ТЭО, штрих-пунктирные с двумя точками кривые — его отсутствию.

На рис. 4 даны распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые кривые) и силы тока I_1 (сплошные кривые), протекающего по собственно эмиттеру в слое 3 второго элемента ЭГЭ на сферической части при $s = S_* = s_A/2$, а на рис. 5 для первого элемента ЭГЭ конической части $s_* = (s_3 + s_A)/2$ по окружной координате η . Обозначения на рис. 4, 5 соответствуют рис. 2.

Из сравнения рис. 4–5 видно, что наибольший эффект охлаждения эмиттера в процессе прогрева отвечает максимальным значениям I_1 для $t = 10$ с на сферической части (см. рис. 4 при $\eta = 0$) и для $t = 25$ с на конической части (см. рис. 5 при $\eta = \pi$).

Заключение

Разработана и исследована математическая модель АТЭЗ при высокотемпературном обтекании составного тела. Получены оценки эффекта снижения внешней температуры поверхности оболочки и температуры эмиттера в результате тепловой

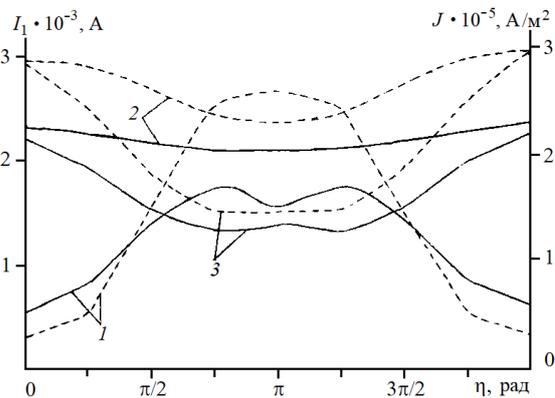


Рис. 4. Распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые кривые) и силы тока I_1 (сплошные кривые), текущего по эмиттеру в слое 3 второго элемента ЭГЭ при $s = S_*$ полусферического затупления от окружной координаты. Обозначения такие же как и на рис. 2.

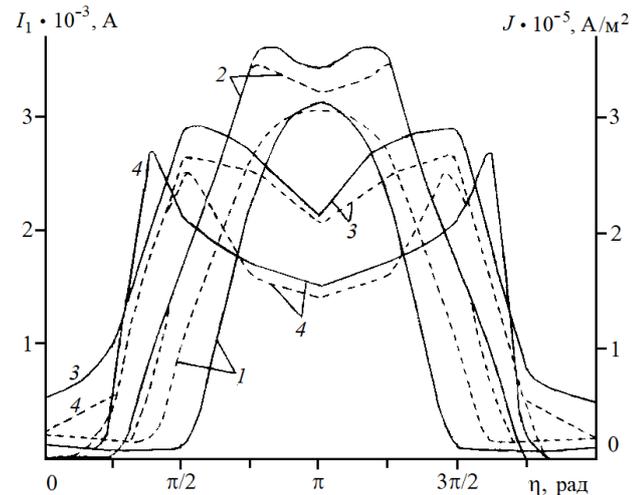


Рис. 5. Распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые кривые) и силы тока I_1 (сплошные кривые), текущего по эмиттеру в слое 3 первого элемента ЭГЭ при $s = s_*$ конической части оболочки от окружной координаты. Обозначения такие же как и на рис. 2.

эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Результаты численных расчетов качественно согласуются с известными данными [5, 6]. Многоэлементная компоновка АТЭЗ позволяет обеспечить тепловую защиту оболочки ГЛА и создать некоторое количество электрической энергии за счет термоэмиссионного эффекта.

Литература

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. Никитин П.В. Тепловая защита. М.: Московский авиационный институт, 2006. 512 с.
3. Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. 358 с.
4. Горский В.В. Теоретические основы расчета абляционной тепловой защиты. М.: Научный мир, 2015. 688 с.
5. Зимин В.П., Ефимов К.Н., Колычев А.В., Керножицкий В.А., Овчинников В.А., Якимов А.С. Моделирование системы тепловой защиты основанной на термоэмиссионной технологии. // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 2. С. 227–240.
6. Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.Я. Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат, 1974. 288 с.
7. Синявский В.В. Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок. М.: Энергоатомиздат, 2000. 375 с.
8. Квасников Л.А., Кайбышев В.З., Каландаришвили А.Г. Рабочие процессы в термоэмиссионных преобразователях ядерных энергетических установках. М.: Московский авиационный институт, 2001. 208 с.
9. Бровальский Ю.А., Рожкова Н.М., Синявский В.В., Юдицкий В.Д. Обобщенный расчет вольт-амперных

характеристик и полей температуры термоэмиссионных преобразователей на основе данных испытаний изотермического ТЭП // Термоэмиссионные преобразователи энергии. М.: ВНИИТ. 1969. С. 281–294.

10. Коноплев А.А., Юдицкий В.Д., Пушина Л.И. Эмпирический метод расчета вольт-амперных характеристик разрядного режима термоэлектронного преобразователя // Журнал технической физики. 1975. Т. 45, вып. 2. С. 314–321.

11. Бабушкин Ю.В., Зимин В.П. Методы расчета вольт-амперных характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Известия Томского политехнического университета. 2006. Т. 309, № 2. С. 135–139.

12. Бабушкин Ю.В., Зимин В.П., Хомяков Е.А. Программное обеспечение и результаты моделирования термоэмиссионных систем // Известия Томского политехнического университета. 2006. Т. 309, № 3. С. 53–57.

13. Сергеев Д.Н., Титков А.С. Адсорбирующие электроды. М.: Энергоиздат, 1982. 128 с.

14. Пелецкий В.Е., Воскресенский В.Ю. Теплофизические свойства тантала при температурах выше 1000° С // Теплофизика высоких температур. 1966. Т. 4, № 4. С. 336–342.

15. Бодряков В.Ю. Теплоемкость твердого тантала: самосогласованный расчет // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 2. С. 233–242.

16. Ефимов К.Н., Колычев А.В., Керножицкий В.А., Овчинников В.А., Якимов А.С. Моделирование термоэлектронной тепловой защиты при обтекании сверхзвуковым потоком воздуха сферически заглушенного конуса // ТВТ. 2021. Т. 59, № 3.

17. Лунев В.В., Магомедов К.М., Павлов В.Г. Гиперзвуковое обтекание приглушенных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: ВЦ АН СССР. 1968. 203 с.

ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ПЕРЕНОС АЭРОЗОЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ РАСПАДА РАДОНА

Г.А. Яковлев

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: yakovlev-grisha@mail.ru

Исторически сложилось так, что стабильность и турбулентность атмосферы оценивали с помощью метеорологических наблюдений. Альтернативным методом определения турбулентности атмосферы, который в последнее время стал очень популярен, основан на приземных измерениях активности радона в атмосфере. Радон и его ДПР образуются в процессе распада урана-238, а торон и его ДПР – в процессе распада тория-232. Для получения корректных результатов требуется доработать модель динамики объемной активности (ОА) изотопов радона и дочерних продуктов их распада (ДПР) с учетом процессов температурных инверсий и турбулентности. Результаты подобных исследований могут быть использованы в радиоэкологии и радиобиологии для оценки влияния малых доз радиации на население, а также в геофизике для изучения динамических процессов в приземной атмосфере. В связи с вышесказанным были поставлены цель работы – исследование влияния температурных инверсий и турбулентности на вертикальный профиль радона и дочерних продуктов его распада в приземной атмосфере.

Измерение ОА радона на разных высотах, ОА торона, объемной активности дочерних продуктов распада радона, выражаемой в величине эквивалентной равновесной объемной активности (ЭРОА) ДПР радона осуществляли с использованием радиометров радона RTM-2200 (SARAD GmbH, Германия и Альфарад (Россия). Для этого производили круглогодичный непрерывный мониторинг на высоте 1 м от земной поверхности, и

эпизодический – примерно на высоте 25 м от земли (на крыше здания ИМКЭС СО РАН). Результаты измерений показали, что дождевые осадки влияют на суточный ход радиационных величин, приводя к снижению амплитуды суточных вариаций [1-2]. Анализ данных измерений подтвердил, что коэффициент модели переноса радионуклидов в атмосфере, описывающих турбулентность не может быть представлен в виде линейной или степенной функции.

Для проверки моделирование вертикального распределения ОА изотопов радона и величины ЭРОА произвели для случая, когда коэффициент турбулентной диффузии представлен в виде постоянного коэффициента, и рассчитали вертикальные профили этих величин. Анализ результатов показал, что если коэффициент турбулентной диффузии константа, это позволит описать лишь поведение радона, наблюдаемое в определенные дни летнего сезона. При описании турбулентной диффузии линейной функцией от высоты также не получаем согласие расчетных данных с экспериментальными.

Чтобы описать суточные вариации ОА радона, торона и ДПР в атмосфере необходимо коэффициент турбулентной диффузии представлять в виде периодической функции. Моделирование динамики изотопов ОА и дочерних продуктов их распада было произведено в предположении, что турбулентность описывается функцией от времени $D_T(t) = A + B \sin(2\pi t/C)$, где A – среднее значение турбулентной диффузии, B – амплитуда вариаций, C

– период колебаний. В этом случае получено, что экспериментальные данные хорошо описываются моделью где $D_T(t)$ представлена в виде синусоидальной функции. Это позволяет наблюдать суточные вариации радона, схожие с экспериментальными данными для летнего периода.

Второй важный вывод, полученный из результатов анализа экспериментальных данных – величина ОА радона в зимний период у земной поверхности больше, чем в летний. Традиционные модели (модель турбулентной диффузии) не позволяют объяснить полученные результаты. В зимний период существенно снижается выход радона из грунта в приземную атмосферу, поскольку почва покрывается снежным покровом. По литературным данным метровый снежный покров снижает скорость поступления радона примерно на 30%. Логично, что значения ОА радона в зимний период должны быть ниже чем в летний, так как снежный покров препятствует выходу радона в атмосферу. Однако полученные экспериментальные данные показывают обратное.

В итоге было решено, чтобы построить модель динамики ОА изотопов радона и их ДПР, необходимо также учесть температурную инверсию. Температурные инверсии наблюдаются чаще зимой,

так как происходит выхолаживание воздуха снежным и ледяным покровом.

Добавление нового граничного условия в существующую модель, означающего, что изотопы радона и их ДПР перемещаются в атмосфере только до запирающего слоя, где вертикальный градиент температуры меняет свой знак, позволило объяснить экспериментальные наблюдения, а именно то, что величина ОА радона в зимний период у земной поверхности больше, чем в летний.

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору ТПУ Яковлевой В.С., а также сотрудникам ГО ИМКЭС СО РАН, предоставившим аппаратуру и условия для проведения экспериментов, и ценные консультации.

Литература

1. Яковлева В. С., Паровик Р. И. Численное решение уравнения диффузии – адвекции радона в многослойных геологических средах //Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. 2011. №. 1 (2). С. 44-54
2. Яковлева В. С. Полевой метод измерения коэффициента диффузии радона и торона в грунте //Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. 2014. №. 1 (8). С. 81-85.

МОДЕЛИРОВАНИЕ АНОМАЛИЙ ГАММА-ФОНА ЗА СЧЁТ ЛИВНЕВЫХ ОСАДКОВ

Г.А. Яковлев

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: yakovlev-grisha@mail.ru

При выпадении жидких атмосферных осадков дождевые капли осаждают на поверхность земли, как нерадиоактивные аэрозоли, так и радиоактивные дочерние продукты распада радона, из которых два гамма-излучающих Рb-214 и Bi-214 вносят существенный вклад в суммарный гамма-фон. Поэтому, в периоды осадков регистрируются резкие повышения в виде всплесков в гамма-фоне приземной атмосферы. Хотя фундаментальная физика образования облаков и осадков известна давно [1], всесторонняя количественная модель этого явления до сих пор не разработана из-за недостаточной точности знания параметров процессов в облаках. В настоящее время активно ведется наблюдение за динамикой радиоактивных выпадений, в том числе и с целью верификации существующих моделей и корректировки их параметров [1-7]. Наблюдение за радиационным фоном и динамикой продуктов распада радона является полезным инструментом в изучении химии и физики аэрозолей атмосферы, образования облаков

и переноса атмосферных масс. Исследования естественного атмосферного излучения имеют большое значение в таких областях применения, как охрана здоровья человека и радиационная безопасность атомных станций.

Для моделирования динамики гамма-фона в периоды выпадения жидких атмосферных осадков, создаваемого осажденными на земную поверхность изотопами Рb-214 и Bi-214, было сделано допущение о том, что радионуклиды вымываются только из подоблачного пространства. Это позволило для воздушного столба высотой h (высота нижней границы облака) и основания в 1 м^2 использовать интегральное значение функции распределения (по высоте z) объемной активности $A_i(z)$, где i – дочерние продукты распада радона (Po-218, Рb-214, Bi-214).

При условии радиоактивного равновесия, в отсутствие атмосферных осадков, активность изотопов свинца и висмута в столбе высотой h можно определить по величине плотности потока радона с

поверхности грунта qRn из простого соотношения $AhPb-214 = AhBi-214 = qRn/\lambda Rn$, где λRn – постоянная радиоактивного распада радона Rn-222.

В периоды выпадения осадков интегральные значения активности радионуклидов в столбе высотой h можно определить, решив систему уравнений баланса концентраций рассматриваемых радионуклидов в атмосфере, которые учитывают процессы рождения и удаления радионуклидов за счет радиоактивного распада, удаления из атмосферы осадками, а также поступление материнского радионуклида радона из грунта, определяемое величиной qRn . В начальный момент выпадения жидких атмосферных осадков все активности радионуклидов на земной поверхности равны нулю. Совместное решение систем уравнений переноса радионуклидов в атмосфере и на земной поверхности реализовано в среде Wolfram Mathematica.

Для проверки модели было использовано несколько случаев осадков, зарегистрированных в г. Томске на территории геофизической обсерватории ИМКЭС СО РАН. Получена высокая согласованность расчетных и экспериментальных данных. Коэффициент детерминации составил $R^2 = 0,81-0,99$ для рассмотренных случаев сильных ливней между измеренными и восстановленными по разработанной модели значениями мощности AMBIENTНОГО ЭКВИВАЛЕНТА ДОЗЫ.

Анализ результатов работы позволил сделать следующие выводы. Предложенная математическая модель для восстановления мощности AMBIENTНОГО ЭКВИВАЛЕНТА ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ЖИДКИХ

атмосферных осадков удовлетворительно согласуется с экспериментальными наблюдениями гамма-фона.

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору ТПУ Яковлевой В.С., а также сотрудникам ИМКЭС СО РАН, предоставившим аппаратуру и условия для проведения экспериментов, и ценные консультации.

Литература

1. Takeuchi N., Katase A. Rainout-washout model for variation of environmental gamma-ray intensity by precipitation //Journal of Nuclear Science and Technology. – 1982. Т. 19. №. 5. С. 393-409.
2. Bottardi C. et al. Rain rate and radon daughters' activity //Atmospheric Environment. 2020. Т. 238. С. 117728.
3. Liu H. et al. On the characteristics of the wet deposition process using radon as a tracer gas //Radiation protection dosimetry. 2014. Т. 160. №. 1-3. С. 83-86.
4. Livesay R. J. et al. Rain-induced increase in background radiation detected by Radiation Portal Monitors //Journal of environmental radioactivity. 2014. Т. 137. С. 137-141.
5. Takeyasu M. et al. Concentrations and their ratio of ^{222}Rn decay products in rainwater measured by gamma-ray spectrometry using a low-background Ge detector //Journal of environmental radioactivity. 2006. Т. 88. №. 1. С. 74-89.
6. Яковлева В. С., Паровик Р. И. Численное решение уравнения диффузии – адвекции радона в многослойных геологических средах //Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. 2011. №. 1 (2). С. 44-54.
7. Яковлева В. С. Полевой метод измерения коэффициента диффузии радона и торона в грунте //Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. 2014. №. 1 (8). С. 81-85.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫБРОСОВ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ОТ МОДЕЛЬНОГО ОЧАГА ПРИРОДНОГО ПОЖАРА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

**Е.Л. Лобода^{1,2}, Д.П. Касымов^{1,2}, М.В. Агафонцев^{1,2}, В.В. Рейно¹, А.В. Луценко^{1,2},
К.Е. Орлов², П.С. Мартынов^{1,2}, Е.В. Гордеев¹, М.Ю. Аршинов¹, А.Л. Афанасьев¹,
Д.А. Маракасов¹, Ю.А. Лобода^{1,2}, А.С. Климентьев²**

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
E-mail: e-mail: loboda@mail.tsu.ru, denkasymov@gmail.com, kim75_mvva@gmail.com, reyno@iao.ru,
michael@ioa.ru, afanasiev@ioa.ru, mda@ioa.ru

Ежегодно во время пожароопасного периода на различных территориях нашей планеты возникают природные. Их причинами зачастую являются как хозяйственная деятельность человека, так и природные факторы (грозы, сухие грозы). При определенных условиях природные пожары могут приводить к чрезвычайным ситуациям, в том числе и к катастрофическим последствиям. Для успешной борьбы с природными пожарами особое значение имеет их раннее обнаружение, что крайне затруднено в незаселенных районах. Поэтому представляет

особый интерес исследование природных пожаров в контексте их влияния на атмосферу, что позволит производить раннее удаленное обнаружение очага горения.

Исследования природных пожаров проводились на территории Базового экспериментального комплекса (БЭК) Института оптики атмосферы СО РАН. Эксперименты проводились на участках растительности длиной 10 м и шириной 2 м. Измерение полей температуры в пламени производилось с применением методов ИК

термографии, а оценка характеристик турбулентности – по оригинальной методике [1]. Регистрация метеопараметров и оценка флуктуаций показателя преломления осуществлялись при помощи метеостанции АМК-03, расположенные на 3 и 10 метровых мачтах в окрестности очага горения. Анализ газового и аэрозольного составов атмосферы производился с применением мобильных измерительных комплексов [2], а параметры турбулентности в конвективной колонке над зоной горения регистрировались при помощи пассивной системы оптического мониторинга [3].

Установлено, что интенсивное тепловыделение во фронте пожара и развитая турбулентность в пламени в результате диссипации турбулентных структур, выделения энергии и выброса горячих аэрозольных и газовых компонент оказывает влияние на окружающую атмосферу в непосредственной близости от фронта горения. В следствие упомянутых факторов происходит изменение температуры воздуха на высоте 3 м и 10 м (рис. 1а). Необходимо отметить, что расположение метеостанции на высоте 10 м было по направлению ветра и распространения фронта пожара, а метеостанция на высоте 3 м была расположена сбоку от экспериментального участка. Также во время проведения эксперимента за счет конвекции продуктов горения наблюдались флуктуации вертикальной составляющей скорости ветра (рис. 1с, 1d). Очевидно, что на высоте 3 м они имеют большую амплитуду несмотря на то, что метеостанция находилась сбоку от направления распространения фронта пожара. При этом максимум соответствует прохождению фронта пожара в непосредственной близости от места измерения. Установлено существенное изменение флуктуаций показателя преломления атмосферы Cn_2 (рис. 1е, 1f). Необходимо сказать, что ультразвуковая метеостанция АМК-03 рассчитывает Cn_2 по флуктуациям скорости звука между ультразвуковыми датчиками. Поэтому флуктуации Cn_2 являются отражением турбулентных процессов, протекающих в воздухе, находящемся между датчиками метеостанции. Особое внимание необходимо обратить на рост концентрации метана (рис. 1b), который вызван тем фактом, что не весь образовавшийся в зоне пиролиза метан успевает вступить в химическую реакцию во фронте пожара.

Пассивный метод оценки турбулентности в атмосфере по дрожанию центра тяжести пучка позволил зарегистрировать, что в окрестности очага пожара в приземном слое атмосферы формируются крупные турбулентные структуры с достаточной для регистрации пожара интенсивностью.

В результате проведенных исследований можно сделать следующий вывод, что для разработки новой системы раннего обнаружения природных пожаров [4] необходимо использовать анализ газового и аэрозольного состава атмосферы, учитывающий перенос характерных продуктов пиролиза и горения, а также необходимо развивать пассивные методы

оценки турбулентности, которые позволят с достаточной достоверностью обнаруживать очаги горения на большом расстоянии, в том числе с применением авиации.

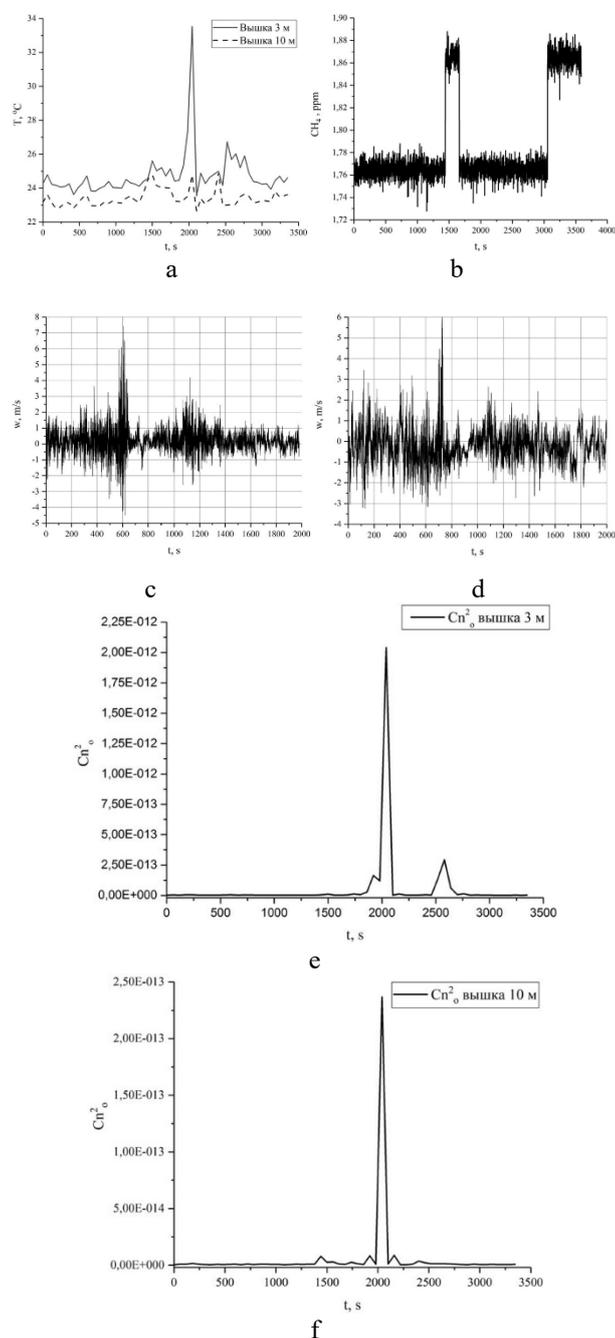


Рис. 1. Изменение метеопараметров во время проведения экспериментов а – температура воздуха вблизи экспериментальной площадки (2019 г.), б – изменение концентрации метана в атмосфере, в – изменение вертикальной компоненты скорости ветра на высоте 3 м, д – изменение вертикальной компоненты скорости ветра на высоте 10 м, е – изменение флуктуаций показателя преломления Cn_2 на высоте 3, ф – м изменение флуктуаций показателя преломления Cn_2 на высоте 10 м

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-71-10068).

Литература

1. Loboda E.L., Matvienko O.V., Vavilov V.P., Reyno V.V. Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // *Infrared physics and technology*. 2015. Vol. 72. P. 1–7.
2. Аршинов М.Ю., Белан Б.Д., Давыдов Д.К., Ивлев Г.А., Козлов А.В., Пестунов Д.А., Покровский Е.В., Толмачев Г.Н., Фофонов А.В. Посты для мониторинга парниковых и

окисляющих атмосферу газов // *Оптика атмосф. и океана*. 2007. Т. 20, № 1. С. 53–61.

3. A.L. Afanasiev, V.A. Banakh, D.A. Marakasov *Passive Optical Monitoring of Wind Conditions and Indication of Aircraft Wakes Near Airport Runways // Atmospheric and Oceanic Optics*, 2019, Vol. 32, No. 5, pp. 506–510.

4. Лобода Е.Л., Касымов Д.П., Агафонцев М.В., Рейно В.В. О принципах построения системы раннего загоризонтного обнаружения природных пожаров с использованием существующих объектов инфраструктуры // *Актуальные проблемы пожарной безопасности: материалы XXXII Международной научно-практической конференции*. М.: ВНИИПО, 2020. С. 389-396.

ИЗУЧЕНИЕ ХИМИИ ОБРАЗОВАНИЯ КАТИОНОВ В ПЛАМЕНИ ЭТИЛЕНА

А.В. Черепанов, Д.А. Князьков, И.Е. Герасимов, А.Г. Шмаков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической кинетики и горения
им. В.В. Воеводского СО РАН
630090, Новосибирск, Институтская ул., 3
E-mail: a.cherepanov1@g.nsu.ru

Известно, что во фронте пламени образуются заряженные частицы. Благодаря этому внешнее электромагнитное поле может существенно влиять на процесс горения. Образование ионов в пламени являлось предметом исследований многих десятилетий. В последнее время интерес к ионам в пламени снова возрос в связи с необходимостью усовершенствования систем управления горением с применением ионсенситивных технологий. Кроме того, понимание кинетики образования ионов в пламени позволяет создать основы для развития новых диагностических методов.

Представленные в литературе кинетические модели с участием заряженных частиц в пламени несовершенны в связи с отсутствием, надежных экспериментальных данных, на которых можно провести их проверку. Целью данной работы являлась экспериментальная проверка и усовершенствование представленной в литературе химико-кинетической модели горения этилена, включающей реакции с заряженными частицами. Методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии измерена катионная структура бедного предварительно перемешанного пламени этилена, стабилизированного на плоскопламенной горелке. Получены профили относительной мольной доли катионов в диапазоне $m/z=1-300$. Кроме того, измерена зависимость тока насыщения в пламенах этилена от коэффициента избытка горючего смеси в интервале $\varphi=0.6-2.4$. Проведены численные расчеты

химической структуры исследованных пламен, используя библиотеки Cantera (v.2.4.0)[1] для языка программирования Python и детальный механизм реакций с участием заряженных частиц, построенный на основе предложенного в литературе механизма для описания ионной химии в пламенах метана [2]. Указанный механизм расширен добавлением реакций, описывающих образование иона $C_3H_5^+$, наличие которого установлено в экспериментах. Сопоставление экспериментальных и численных данных показало, что использованный механизм хорошо предсказывает относительные мольные доли основных катионов пламени ($C_2H_3O^+$, CH_5O^+ , HCO^+), но неудовлетворительно описывает новые экспериментальные данные по концентрациям таких катионов, как $C_3H_3^+$ и $C_3H_5^+$. Проведенный анализ основных путей образования и расхода катионов в пламени этилена позволил установить каналы реакций, требующие дальнейшего детального изучения для разработки модели, адекватно описывающей ионную химию в пламенах этилена.

Литература

1. David G. Goodwin, Raymond L. Speth, Harry K. Moffat, and Bryan W. Weber. Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes.
2. Chen B. et al. Ion chemistry in premixed rich methane flames, *Combustion and Flame*. – 2019. – Т. 202. – С. 208-218.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩЕЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

О.В. Матвиенко^{1,2}, А.Е. Литвинова¹

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет.

Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

²Томский государственный архитектурно-строительный университет. Россия, 634003, г. Томск, пл. Соляная, 2.

E-mail: matvolegv@mail.ru, alena.aseeva.93@mail.ru

При течении жидких взрывчатых веществ с большими градиентами скоростей могут наблюдаться значительные разогревы, вследствие механической диссипации энергии. Известно, что условия теплообмена на стенках канала во многом определяют режим химического реагирования в потоке. Если интенсивность теплоотвода достаточно высока, то химическое реагирование происходит в низкотемпературном режиме, характеризуемом незначительными изменениями температуры и концентрации реагента. Если же интенсивность тепловыделения в потоке превысит величину теплоотвода, то химическое реагирование может реализоваться в высокотемпературном (взрывном) режиме [1].

Анализ критических условий воспламенения в потоке удобно анализировать с использованием безразмерных параметров Франк-Каменецкого [1], Аррениуса [2], Прандтля и Эккерта [3]:

$$Fk = \frac{Qk_0\rho R^2}{\lambda} \frac{E_a}{R_g T_w^2} \exp\left(-\frac{E_a}{R_g T_w}\right), \quad Ar = \frac{R_g T_w}{E_a},$$

$$Pr = \frac{\mu_r C_p \rho}{\lambda}, \quad Ec = 4 \frac{u_{in}^2 E_a}{C_p R_g T_w^2}.$$

Для определения границы между двумя тепловыми режимами будем искать максимальное значение интенсивности химической реакции при котором химическое реагирование осуществляется еще в низкотемпературном режиме. Иными словами, нашей целью является нахождение максимального значения Fk при котором осевая координата зоны воспламенения X^* устремляется к бесконечности. Этот подход справедлив, когда в канал подается низкоэнтальпийная жидкость с невысокой начальной температурой T_{in} . При этих предположениях безразмерное уравнение теплопроводности можно записать как:

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{d\theta}{d\xi} \right) + Fk \cdot \exp\left(\frac{\theta}{1 + Ar\theta}\right) + 16 Pr \cdot Ec \left(\frac{1 + Ar\theta}{1 + Ar\theta_r} \right)^n = 0. \quad (1)$$

Интегрирование (1) с граничными условиями

$$\xi = 0: \quad \frac{d\theta}{d\xi} = 0,$$

$$\xi = 1: \quad \theta = 0 \quad (2)$$

позволяет получить следующие аппроксимации для безразмерного температурного градиента на стенке и радиального распределения температуры:

$$q = \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=1} = -0.5 Fk \cdot \exp\left(\frac{\bar{\theta}}{1 + Ar\bar{\theta}}\right) - 4 Pr \cdot Ec \left(\frac{1 + Ar\bar{\theta}}{1 + Ar\bar{\theta}_r} \right)^n. \quad (3)$$

$$\theta = 0.25 Fk \cdot \exp\left(\frac{\bar{\theta}}{1 + Ar\bar{\theta}}\right) (1 - \xi^2) + Pr \cdot Ec \left(\frac{\bar{\theta}}{1 + Ar\bar{\theta}_r} \right)^n (1 - \xi^4) \quad (4)$$

В (1-4) $\theta = (T - T_w) E_a / R_g T_w^2$ – безразмерная температура; $\theta_r = (T_r - T_w) E_a / R_g T_w^2$ – безразмерная характерная температура.

Среднерасходная температура $\bar{\theta}$ определится из решения трансцендентного уравнения:

$$\bar{\theta} = \frac{1}{6} \exp\left(\frac{\bar{\theta}}{1 + Ar\bar{\theta}}\right) + \frac{5}{6} Pr \cdot Ec \left(\frac{1 + Ar\bar{\theta}}{1 + Ar\bar{\theta}_r} \right)^n. \quad (5)$$

Проведенные расчеты показывают, что температура возрастает, как с ростом Fk , так и с ростом Ec . Однако, увеличение Ec делает температурный профиль более наполненным, что связано с характером тепловыделения вследствие внутреннего трения (бипараболической зависимостью $\bar{\theta}(\xi) \sim \xi^4$). Увеличение числа Эккерта от 0 до 0.05 в отсутствие химической реакции ($Fk = 0$) приводит к росту $\bar{\theta}$ от 0 до 0.53 ($\Delta\bar{\theta} = 0.53$). В случае интенсивной химической реакции $Fk = 1.5$ такое же изменение Ec приводит к изменению $\bar{\theta}$ от 0.37 до 1.0 ($\Delta\bar{\theta} = 0.63$).

В теории теплопередачи большое значение имеет безразмерный параметр теплоотдачи – число Нуссельта $Nu = \alpha r_0 / \lambda$, который можно вычислить

с помощью закона Ньютона: $Nu = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=1}$.

Зависимость числа Nu от Fk и Ec приведена на рисунке 1. Вдоль оси абсцисс ($Fk = 0$) число Нуссельта принимает значение $Nu = 4$, что соответствует теплообмену химически инертного потока с внутренним трением, вдоль оси ординат ($Ec = 0$) – $Nu = 3$: здесь реализуется теплообмен химически реагирующего потока без тепловыделения вследствие трения; точка с координатами $(0, 0)$ является особой – здесь не происходит теплообмена потока со стенками канала и температурный профиль описывается зависимостью $\theta(\xi) = 0$. Как видно из рис. 1 с увеличением Fk при одном и том же Ec происходит уменьшение Nu , что объясняется более интенсивным разогревом потока в приосевой части канала и, соответственно, увеличением $\bar{\theta}$. С ростом Ec , температура возрастает более равномерно по всему сечению, и рост среднерасходной температуры здесь сопровождается также ростом q . При этом рост градиента температуры на стенке с ростом Ec оказывается большим, чем рост $\bar{\theta}$, чем и объясняется увеличение Nu с Ec . Определив условия теплообмена потока со стенками канала можно перейти к непосредственному определению критических условий воспламенения потока. Для этого воспользуемся методом, разработанным в работе [2]. В соответствии с ним критические условия воспламенения находятся из условия касания кривых тепловыделения и теплоотвода. Математически это условие можно записать в виде:

$$Nu\bar{\theta} = \frac{1}{2} Fk_* \cdot \exp\left(\frac{\theta}{1 + Ar\theta}\right) + 4Pr \cdot Ec \left(\frac{1 + Ar\theta}{1 + Ar\theta_r}\right)^n,$$

$$Nu = \frac{Fk_*}{2(1 + Ar\theta)^2} \exp\left(\frac{\theta}{1 + Ar\theta}\right) + 4Pr \cdot Ec \left(\frac{1 + Ar\theta}{1 + Ar\theta_r}\right)^n \cdot \frac{nAr}{1 + Ar\theta} \quad (6)$$

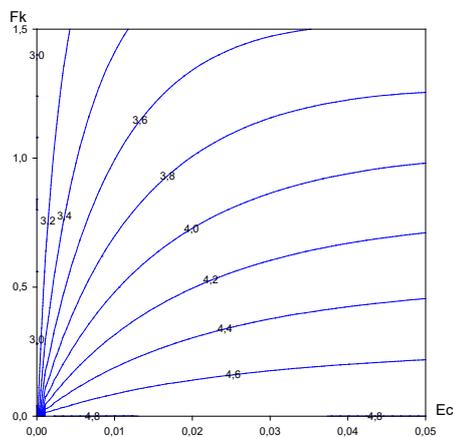
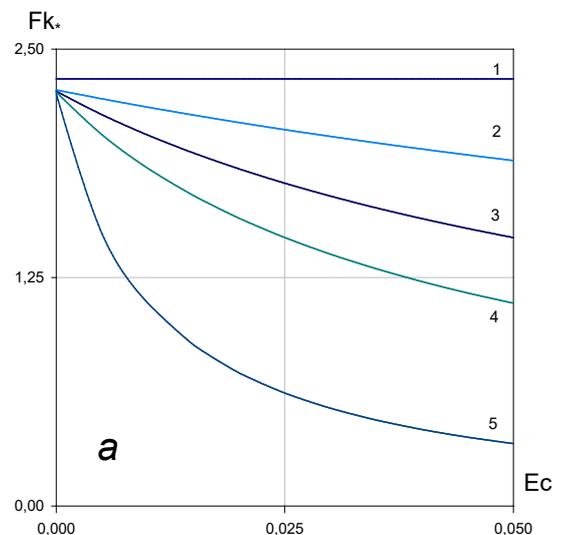


Рисунок 1. Зависимость Nu от Fk и Ec .
 $Pr = 18000$, $Ar = 0.027$, $\theta_r = -10.9$.

В результате решения этой системы уравнений можно определить критическое значение параметра Франк-Каменецкого Fk_* и построить зависимость $Fk_* = Fk_*(Ec)$ для различных значений Ar (рис. 2а) и n (рис. 2б). Как видно из рисунка при больших значениях параметра Аррениуса $Ar = 0.05$ изменение числа Эккерта Ec практически не сказывается на величине Fk_* . Однако по мере уменьшения Ar зависимость $Fk_* = Fk_*(Ec)$ становится достаточно сильно выраженной. Так при $Ar = 0.02$ увеличение Ec с 0 до 0.05 приводит к понижению Fk_* с 2.2 до 0.3. Объяснить влияние Ar на Fk_* не составляет большого труда: для одного и того же вещества увеличение Ar может быть связано только с увеличением температуры стенки T_w , что приводит к росту температуры потока и, соответственно, уменьшению вязкости потока. При этом происходит уменьшение тепловыделения вследствие работы сил трения, и ослабевает зависимость $Fk_*(Ec)$. При малых Ar , напротив, вклад сил трения в разогрев потока достаточно велик, что и приводит к значительному уменьшению Fk_* с ростом Ec . Влияние параметра n на зависимость $Fk_*(Ec)$ аналогично Ar (рис. 2б). С увеличением абсолютного значения n происходит более сильное уменьшение вязкости потока (при одной и той же температуре). В этом случае условия разогрева потока определяются в основном химической реакцией, и зависимость $Fk_*(Ec)$ становится несущественной. В то же время для малых абсолютных значений n роль трения велика, что достаточно отчетливо иллюстрируют кривые 2 – 5 на рис. 2б.



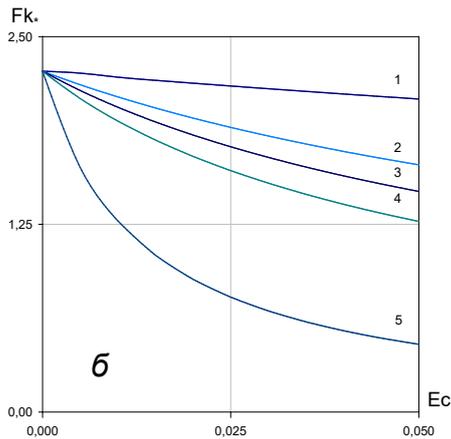


Рисунок 2 Зависимость Fk_* от Es . $Pr = 18000$,
 $\theta_r = -10.9$. $a - n = -20$, $1 - \beta = 0.054$, $2 - \beta = 0.03$, $3 - \beta = 0.027$, $4 - \beta = 0.025$, $5 - \beta = 0.02$, $6 - \beta = 0.027$,
 $1 - n = -25$, $2 - n = -21$, $3 - n = -20$, $4 - n = -19$, $5 - n = -15$.

Таким образом, для обеспечения условий взрывобезопасности при транспортировке сильновязких химически реагирующих жидкостей в трубопроводах необходимо учитывать возможность инициирования интенсивного химического реагирования теплом, выделяющимся вследствие вязкой диссипации.

Литература

1. Франк-Каменецкий Д.А. *Диффузия и теплопередача в химической кинетике*. М.: Наука, 1987.
2. Матвиенко О.В. Математическое моделирование теплообмена и условий воспламенения турбулентного потока реагирующего газа. *Инженерно-физический журнал*. 2016. Т. 89, № 1. С. 203-211.
3. Шлихтинг Г. *Теория пограничного слоя*. – М.: Наука, 1974.
4. Дик И.Г., Матвиенко О.В. Теплообмен закрученных потоков с объемным источником тепла *Прикладная механика и техническая физика*. 1989. Т. 30. № 5 (177). С. 113-116.

ЗАЖИГАНИЕ И ГОРЕНИЕ ВЭМ, СОДЕРЖАЩИХ ПОРОШКИ МЕТАЛЛОВ И БОРА: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

А.Г. Коротких^{1,2}, И.В. Сорокин¹, А.Б. Годунов¹

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: korotkikh@tpu.ru

Современные ВЭМ, используемые в ракетных двигателях, содержат кристаллы окислителя, нитраминол (AP, AN, HMX, RDX), горюче-связующие вещества ГСВ (НТРВ, БК, СКДН и др.) и компоненты энергоемких горючих в виде микроразмерных порошков (МП) алюминия, магния, бериллия, бора и др. [1-3]. Металлические компоненты добавляются в состав классических ракетных твердых топлив для увеличения температуры и общей теплоты горения [4, 5], что обеспечивает прирост удельного импульса двигателя по сравнению с безметалльными топливами.

Алюминий широко используется в качестве металлического горючего в твердых ракетных топливах, благодаря относительно низкой стоимости и достаточно высокой реакционной способности, имеющего удельную теплоту сгорания ~31 МДж/кг. Как правило, частицы порошков Al имеют защитное покрытие (оксидный слой), который снижает скорость их окисления и может приводить к неполному сгоранию металла в быстропотекающих процессах.

Бор широко используется в качестве энергоемкого горючего твердых топлив. Удельная

теплота сгорания бора составляет 58.1 МДж/кг [6], что значительно превышает значение удельной теплоты сгорания алюминия. Однако при нагреве образующийся расплавленный оксидный слой на поверхности частиц бора препятствует его окислению и замедляет процесс воспламенения, что приводит к снижению скорости диффузии окислителя и химических реакций. Кроме того, при окислении частиц бора требуется в два раза больше газообразного окислителя и при его горении возможно образование более крупных частиц агломератов, карбидов бора, что влияет на его полноту сгорания.

В связи с этим практический интерес представляют энергоемкие горючие на основе алюминия (Al-Me, Al-B) в виде сплавов или механосмесей разной дисперсности (от микро- до наноразмерных частиц), которые могут быть использованы в различных компонентных составах ВЭМ. Целью данной работы являлось установление влияния концентрации бора на характеристики зажигания и горения модельных составов ВЭМ на основе AP, AP/AN, ГСВ, содержащих Me/B-порошки разной дисперсности, с применением методик

экспериментального исследования и численного расчета.

Зажигание ВЭМ представляет собой многостадийный процесс, включающий инертный прогрев, разложение и взаимодействие окислителя и ГСВ, содержащего частицы металла, сопровождающиеся интенсивным выделением тепла и появлением пламени. Исследование характеристик зажигания ВЭМ, содержащих порошки металлов, осуществлялось на экспериментальном стенде на основе CO₂-лазера непрерывного действия РЛС-200. С применением системы измерения, включающей фотодиоды, аналого-цифровой преобразователь сигналов L-card E-14-440, определены время задержки зажигания ВЭМ (по появлению пламени) в зависимости от плотности теплового потока. Термоэлектрическим датчиком Ophir FL400A определены средние и максимальные значения теплового потока излучения, падающего на поверхность исследуемого образца.

Расчет формальных кинетических параметров зажигания ВЭМ (энергии активации E , произведения теплового эффекта реакции на частотный фактор $Q \cdot z$) осуществлялся на основе полученных экспериментальных значений времени задержки зажигания ВЭМ от плотности теплового потока излучения. Методика определения кинетических параметров зажигания топлива основана на применении твердофазной модели зажигания ВЭМ и тепловой теории, предполагающей развитие экзотермических реакций в реакционном слое конденсированной фазы твердого топлива. При лучистом нагреве поверхности топлива окружающая среда является относительно холодной и реакции в газовой фазе заторможены. Соответственно, можно предположить, что основные стадии реакций протекают в прогретом слое образца.

Проведена серия опытов по исследованию характеристик зажигания составов ВЭМ на основе AP/СКДМ/Me и AP/AN/МПВТ/Me. Полученные значения времени задержки зажигания составов ВЭМ (экспериментальные точки) и аппроксимационные степенные зависимости $t_{ign}(q)$ (линии) от плотности теплового потока представлены на рис. 1.

Время задержки зажигания ВЭМ зависит от реакционной способности, температуры начала и скорости окисления используемых порошков металлов, а также скорости разложения каучука и окислителя. При 2 масс. % содержании бора в ультрадисперсном порошке (УДП) Alex в составе ВЭМ на основе AP/СКДМ времена задержки меняются незначительно и находятся в пределах погрешности измерения.

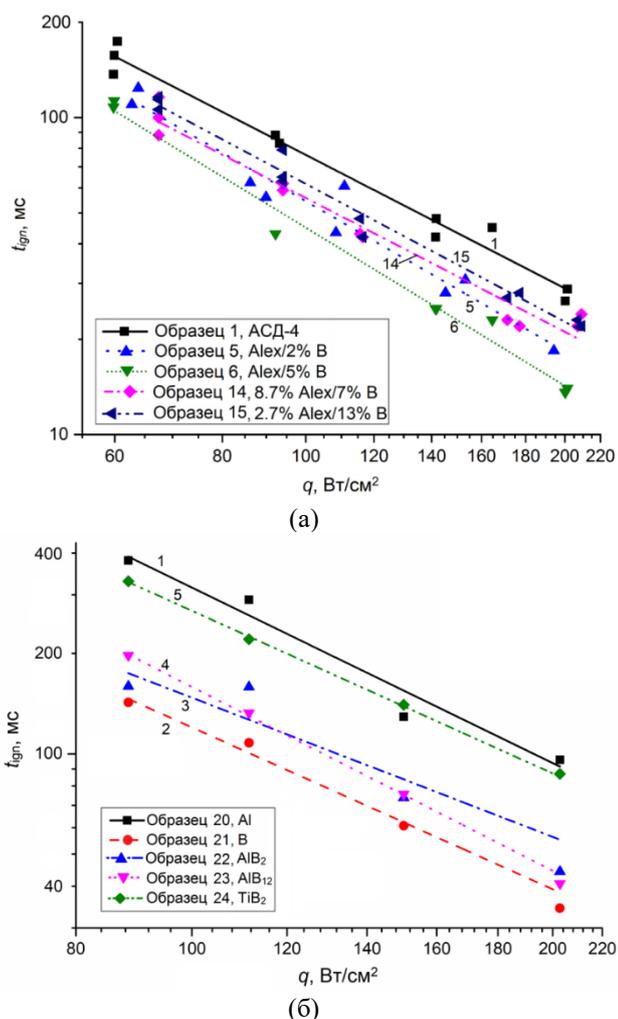


Рис. 1. Время задержки зажигания от плотности теплового потока для составов ВЭМ на основе AP/СКДМ (а) и AP/AN/МПВТ (б), содержащих Me/B-порошки

При 5 масс. % содержании бора в смеси с Alex времена задержки зажигания ВЭМ снижаются на 16–20 % по сравнению с составом ВЭМ, содержащим чистый Alex. Частичное замещение УДП алюминия Alex на 7 и 13 масс. % бора приводит к снижению t_{ign} в 1.4 и 1.3 раза в диапазоне $q = 60–220$ Вт/см² по сравнению с базовым составом ВЭМ, содержащем μ Al. Значительное содержание бора в смеси Alex/B (более 5 масс. %) ВЭМ увеличивает времена прогрева и зажигания топлива по сравнению с составом ВЭМ с Alex за счет снижения реакционной способности алюминиевого горючего и выделения тепла в реакционном слое топлива.

Полная замена алюминия на аморфный бор в составе ВЭМ на основе AP/AN/ МПВТ приводит к существенному снижению времени задержки зажигания в 2.2–2.8 раза в диапазоне плотности теплового потока $q = 90–200$ Вт/см². Применение МП AlB₂ и AlB₁₂ в составе ВЭМ позволяет снизить времена задержки зажигания в 1.8–2.1 и 2.0–2.1 раза, соответственно, по сравнению с составом ВЭМ, содержащим μ Al, при одинаковых условиях зажигания.

С использованием измеренных значений времени задержки зажигания топлив и полученных аппроксимационных зависимостей $t_{ign}(q)$, рассчитаны значения констант формальной кинетики: энергии активации, произведения теплового эффекта реакции на предэкспонент, а также температуры на границе реакционного и теплового слоя T_{ign0} и зажигания T_{ign} ВЭМ, которые были использованы в решении численных задач при математическом моделировании зажигания топлива.

В математическом моделировании зажигания ВЭМ рассматривался нестационарный процесс при воздействии лучистым тепловым потоком. Предполагалось, что в период нагрева в поверхностном слое образца топлива происходят химические реакции разложения компонентов с внутренним тепловыделением первого порядка, имеющие зависимость от температуры (по уравнению Аррениуса). Возможные фазовые переходы, связанные с испарением, плавлением и абляцией, а также выгоранием компонентов топлива в период зажигания не учитываются. Теплофизические параметры (плотность, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности) твердого топлива в данной модели являются постоянными и не зависят от температуры нагрева и компонентного состава ВЭМ.

Установлено, что толщина прогретого слоя δ исследуемых составов ВЭМ снижается в 2.2–2.5 раза при увеличении плотности теплового потока с 60 до 200 Вт/см² за счет увеличения температуры на поверхности топлива. Существенное снижение δ характерно для составов ВЭМ, содержащих УДП Alex и Alex/B. Таким образом, на основании выполненных расчетов можно сделать выбор в сторону УДП металла и бора, при использовании которых в составе ВЭМ время задержки и плотность энергии зажигания снижаются по сравнению с ВЭМ, содержащими μAl .

Скорость горения ВЭМ является одной из основных характеристик, определяющая энергетические свойства топлива и удельный импульс двигателя. Метод сгорающих проволочек позволяет определить значения скорости горения ВЭМ, содержащих Me/B-порошки, при варьировании. В работе измерение скорости горения составов ВЭМ при повышенных давлениях выполнено в бомбе постоянного давления, состоящей из герметичного сосуда и баллона высокого давления, заполненного азотом. Эксперименты проводили при комнатной температуре в диапазоне давлений азота 0.5–7.0 МПа. На основе полученных данных определены закон скорости горения и значение степенного показателя для исследуемых составов ВЭМ, содержащих Me и B.

Установлено, что полная замена μAl на УДП Alex позволяет увеличить скорость горения (в 1.9–6.8 раза) ВЭМ на основе AP/СКДМ в диапазоне изменения давления от 0.5 до 5.0 МПа. Применение смеси УДП Alex/7% B в ВЭМ приводит также к существенному повышению скорости горения (в 2.1–

8.0 раза) ВЭМ. Однако для ВЭМ с УДП Alex/13% B скорость горения увеличивается в 1.6–2.4 раза (по сравнению с ВЭМ с μAl), что в пределах экспериментальной погрешности совпадает со значениями скорости горения для ВЭМ с бором. При этом степенной показатель закона скорости горения для ВЭМ с бором (0.46) и ВЭМ с Alex/13% B (0.40) отличается незначительно.

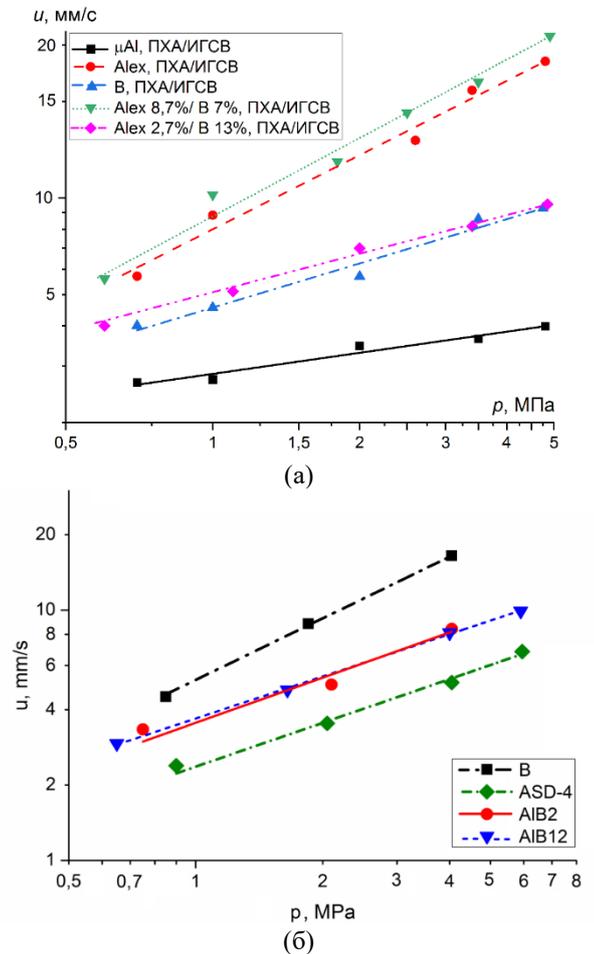


Рис. 2. Скорость горения от давления для составов ВЭМ на основе AP/СКДМ (а) и AP/AN/МПВТ (б), содержащих Me/B-порошки

Полная замена алюминия μAl на аморфный бор в составе ВЭМ на основе AP/AN/МПВТ приводит к увеличению скорости горения образца в 1.9–3.2 раза при изменении давления от 0.5 до 7.0 МПа. При этом показатель степени в законе скорости горения топлива значительно увеличивается с 0.6 до 0.8. При замене алюминия на бориды алюминия AlB_2 и AlB_{12} скорость горения составов ВЭМ увеличивается 1.2–1.6 раза в указанном диапазоне давления, однако показатель степени меняется незначительно. Бориды алюминия отличаются малой энергией связи между атомами Al и B (– 67 кДж/моль). Поэтому в зоне химических реакций они могут распадаться на Al и B и отдельно вступать в реакции с кислородом.

С использованием физико-математической модели горения (сформулированной на основе теории горения Беляева–Зельдовича) рассчитаны характеристики горения составов ВЭМ, содержащих

Me/B-порошки, и показано влияние размера частиц и компонентного содержания Al/B на стационарную скорость горения топлив.

Таким образом, анализ полученных экспериментальных и расчетных данных показал, что алюминий, имеющий высокую температуру горения, может способствовать более эффективному сгоранию частиц бора при использовании в ВЭМ на основе AP/СКДМ и AP/AN/МПВТ. Использование смеси УДП Al_{6x}/7% B в составе ВЭМ на основе AP/СКДМ, снижает времена задержки зажигания топлив в 1.5–2.0 раза в диапазоне плотности теплового потока 60–220 Вт/см². При этом скорость горения ВЭМ увеличивается в 2.1–8.0 раза по сравнению с ВЭМ, содержащим алюминий μ Al.

Применение МП боридов алюминия AlB₂ и AlB₁₂ эффективно для состава ВЭМ на основе AP/AN/МПВТ, которое выражается в существенном снижении времени задержки зажигания (в 1.8–2.1 раза) и плотности энергии зажигания (в 1.9–2.1 раза) в рассматриваемом диапазоне изменения q по сравнению с ВЭМ, содержащим алюминий μ Al, а также в увеличении скорости горения ВЭМ (в 1.2 – 1.6 раза, в диапазоне давлений азота 0.5 – 7.0 МПа), за счет увеличения реакционной способности частиц боридов алюминия и удельного выделения тепла при их окислении и горении.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, проект № 20-03-00588.

Литература

1. Kohga M., Naya T. Thermal decomposition behaviors and burning characteristics of AN/RDX-based composite propellants supplemented with MnO₂ and Fe₂O₃ // Journal of Energetic Materials. 2015. Vol. 33, No. 4. P. 288-304.
2. Elbasuney S., Fahd A., Mostafa H.E. Combustion characteristics of extruded double base propellant based on ammonium perchlorate/aluminum binary mixture // Fuel, 2017. Vol. 208. P. 296-304.
3. Figueiredo P.A., Brojo F.M. Theoretical analysis of ammonium-perchlorate based composite propellants containing small size particles of boron // Energy Procedia, 2017. Vol. 136. P. 202-207.
4. Синдицкий В.П., Чёрный А.Н., Чжо С.Х., Бобылёв Р.С. Горение смесей перхлората аммония с высококалорийными горючими // Успехи в химии и химической технологии, 2016. Т. 30, № 8. С. 18-20.
5. Дорофеев Е.М., Шереметев А.Б., Лемперт Д.Б. Влияние добавок алюминия на удельный импульс ракетных топлив на базе высокоэнтальпийных окислителей, содержащих NO₂- и NF₂-группы // Химическая физика, 2019. Т. 38, № 10. С. 33-40.
6. Яновский Л.С. Энергоемкие горючие для авиационных и ракетных двигателей / под ред. Л.С. Яновский. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 400 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ДИФфуЗИОННОМ ПЛАМЕНИ С ПРИМЕНЕНИЕМ БЕСКОНТАКТНЫХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ

А.В. Луценко^{1,3}, Е.Л. Лобода^{1,3}, М.В. Агафонцев^{1,3}, В.В. Рейно³, И.С. Ануфриев²,
Е.П. Копьев², Е.Ю. Шадрин², Ю.А. Лобода^{1,3}

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, проспект Ленина, 36

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1

³ Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, г. Томск, Россия
634055, Россия, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

E-mail: anastas_mex_mat434@mail.ru, loboda@mail.tsu.ru, kim75mva@gmail.com, reyno@iao.ru,
anufriev@itp.nsc.ru, kopyev.evgeniy@mail.ru, evgen_zavita@mail.ru, ysenchurova@yandex.ru

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментальных исследований масштабов турбулентных вихрей в диффузионных пламенах. Проведено сопоставление данных, полученных на основе метода цифровой трассерной визуализации и термографии. Получена хорошая корреляция между размерами крупных вихревых структур в поле скоростей, регистрируемых с помощью PIV-метода, и размерами температурных неоднородностей, регистрируемых по помощи термографии в пламени.

Keywords: ИК-термография, PIV-метод, горение, турбулентность, пламя.

Введение. Процессы горения и распространения пламени в различных технологических устройствах и при природных пожарах, реализуются, как правило, в условиях турбулентности [1]. Турбулентное горение представляет собой нестационарный процесс турбулентного смешения продуктов сгорания со свежей смесью и воспламенение ее вследствие повышения температуры. Решающими факторами становятся турбулентные пульсации и связанная с ними интенсивность турбулентного перемешивания. В зависимости от масштаба турбулентности, являющейся одной из главных характеристик процесса, и величины турбулентных

пульсаций возможны различные механизмы горения в турбулентных потоках [2].

Традиционно в экспериментальных исследованиях процессов горения применяют термопарные методы для определения полей температуры. При этом термопары вносят возмущение в поток продуктов горения, изменяют энергетический баланс вследствие отвода тепла из зоны химической реакции по свободным концам и обладают заметной инерционностью, которая зачастую значительно превышает характерное время протекающих процессов. Методы термографии позволяют отказаться от применения термопар и при этом получить информацию о распределении температуры с хорошим пространственным и временным разрешением. Это обеспечивает возможность исследования полей температуры и визуализации температурных неоднородностей пламени без внесения возмущений в него [3-8]. Следует отметить, применение термографии связано с рядом методических трудностей, вызванных необходимостью определения оптических характеристик пламени (коэффициенты излучения и пропускания), выбора спектрального интервала, учета влияния слоя пламени на регистрацию экранированных им объектов [9,10].

Применение быстродействующих тепловизоров позволяет фиксировать колебания локальной температуры турбулентного пламени и исследовать характерные частоты в спектре изменения температуры [4,7,11]. Из представленных в [12-15] результатов очевидно, что пульсации температуры пламени непосредственно связаны с турбулентным режимом течения.

В работах [16-18] представлены результаты исследования турбулентной структуры пламени с применением метода PLIF (Planar laser-induced fluorescence), позволяющего визуализировать распределение температуры в определенном сечении. В этих работах не представлен анализ размеров вихрей, хотя, как показывает математическое моделирование, внутренние масштабы турбулентности оказывают существенное влияние на коэффициенты переноса [19] и на сам процесс горения [20-24].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований по определению масштабов турбулентных вихрей в диффузионных пламенах при помощи термографии и метода PIV (particle image velocimetry – цифровая трассерная визуализация).

Описание экспериментальной установки. В качестве горючих материалов использовались жидкие углеводородные топлива (бензин, керосин, дизельное топливо) и растительные горючие материалы (смесь полевых горючих материалов, хвоя кедра, древесина сосны, древесина кедра). Горение жидкого топлива осуществлялось со

свободной поверхности площадью 176 см² (объем топлива 20 мл). Твердые растительные горючие материалы (50 – 200 г) укладывались естественным образом без уплотнения. Интенсивность ИК-излучения пламени и распределение температуры регистрировались при помощи тепловизора JADE J530SB с узкополосным оптическим фильтром (спектральный интервал 2.5-2.7 мкм), позволяющим измерять температуру в диапазоне 583-1773 К с погрешностью измерений, не превышающей 1%, и частотой регистрации до 177 Гц. При измерениях использовались калибровки завода-изготовителя для выбранного типа объектива и фильтров. Съемка производилась с объективом, имеющим фокусное расстояние $F = 50$ мм, а матрица тепловизора имела разрешение 320x240 пикселей.

Для измерения скорости потока в турбулентном пламени использовался современный бесконтактный (оптический) метод диагностики потоков – метод цифровой трассерной визуализации (PIV). Данный метод является полевым и характеризуется высокой производительностью – позволяет измерять распределение мгновенной скорости в выбранном сечении потока [25]. Принцип метода PIV состоит в следующем. Импульсный лазер создает тонкий световой нож и освещает мелкие взвешенные частицы (трассеры), движущиеся в исследуемом потоке. Положения частиц в момент двух последовательных вспышек лазера регистрируются на два кадра цифровой камеры. Скорость потока рассчитывается по перемещениям трассеров за время между вспышками лазера. Определение перемещения основано на применении корреляционных методов к трассерным картинкам с использованием регулярного разбиения на элементарные подобласти. Варьирование времени задержки между лазерными вспышками позволяет изменять диапазон измеряемых скоростей от доли миллиметра в секунду до сверхзвуковых.

Измерения поля скорости в пламени осуществлялись с использованием PIV-системы «Полис». Измерительный комплекс включает в себя: двойной импульсный Nd:YAG лазер Quantel EverGreen с энергией в импульсе 145 мДж (длина волны 532 нм, частота до 15 Гц, длительность импульса 10 нс), объектив для формирования лазерного ножа, CCD-камеру Видеоскан 4021 с разрешением 2048x2048 пикселей, частотой съемки – до 1,25 Гц, временем экспозиции – 128 мс, широкоугольный объектив Nikkor 28 mm F/2.8 D (диаметр 52 мм), синхронизирующий процессор, персональный компьютер с программным обеспечением ActualFlow. В качестве трассеров в данной работе, по аналогии с [26], использовались частицы оксида кремния, образующиеся при добавлении небольшого количества силиконового масла в зону горения.

Результаты. В [9] показано, что размеры температурных неоднородностей, показанные на термограмме, можно с приемлемой точностью

определить по спектру изменения температуры в пламени с использованием простой математической модели [9], основанной на предположении подобия распределений гидродинамических и термодинамических параметров.

Применение метода PIV позволяет, с одной стороны, получить поле скорости в пламени (рисунок 1), а с другой стороны, анализ мгновенных фотографий потока в пламени (рисунок 2) позволяет произвести оценку размеров вихревых структур.

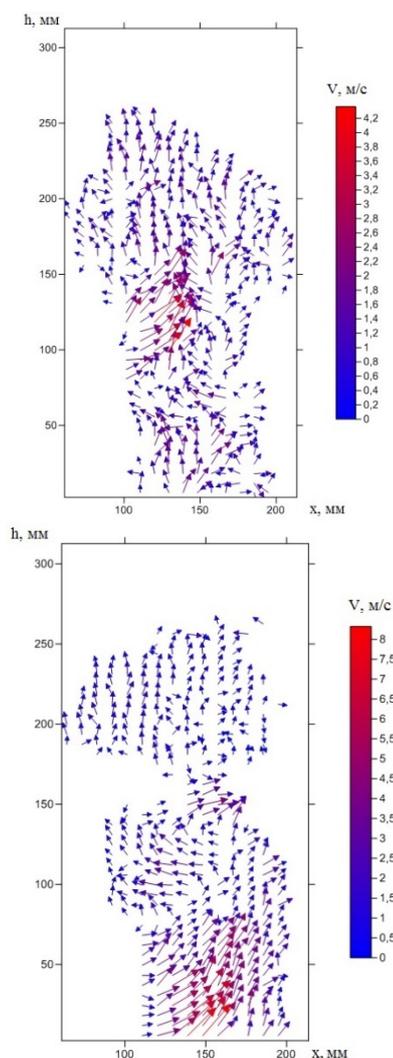


Рис. 1. Характерные поля мгновенной скорости потока в пламени (PIV).



Рис. 2. Характерные поля мгновенной скорости потока в пламени (PIV).

Относительно малое время экспозиции кадра тепловизионной камеры (180 мкс) позволяет

получить «мгновенное» поле температуры в пламени, на котором можно обнаружить локальные температурные неоднородности (см. рисунок 1). Синхронизированные (с тепловизором) PIV-измерения позволяют получить 2D распределения скорости в пламени. На рисунке 3 показано PIV-изображение облака частиц оксида кремния, образованных в результате термического разложения силиконового масла. Поле мгновенной скорости (рисунок 3) демонстрирует сложную нестационарную структуру турбулентного пламени. В структуре течения наблюдаются локальные завихрения, которые коррелируют (в пространстве и времени) с температурными неоднородностями пламени.

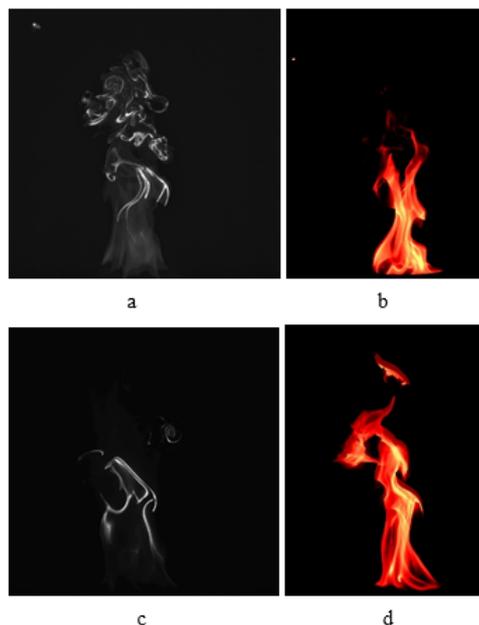


Рисунок 3. PIV-изображение облака частиц оксида кремния (а, с) и мгновенная термограмма (b, d) факела пламени, полученные в один и тот же момент времени

На рисунке 3 (дизельное топливо) приведены мгновенные термограммы, трассерные PIV-изображения, завихренность и поле относительной скорости в пламени, где — мгновенная скорость в пламени, - среднее значение вертикальной

компоненты. Все изображения получены в близкие моменты времени в интервале 130 мкс.

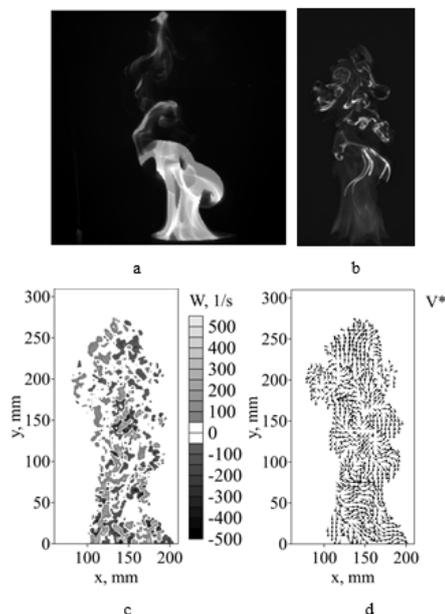


Рисунок 4 – Термограмма (а), трассерное PIV-изображение (b), завихренность (с), поле относительной скорости (d) в пламени при горении дизельного топлива.

Относительно малое время экспозиции кадра тепловизионной камеры (180 мкс) позволяет получить «мгновенное» поле температуры в пламени, на котором можно обнаружить локальные температурные неоднородности (см. рисунок 4). Синхронизированные (с тепловизором) PIV-измерения позволяют получить 2D распределения скорости в пламени. На рисунке 4 видно, что поле относительной скорости демонстрирует сложную нестационарную структуру турбулентного пламени. В структуре течения наблюдаются локальные завихрения, которые коррелируют (в пространстве и времени) с температурными неоднородностями пламени.

Аналогично обработке термограмм [9] была проведена статистическая обработка размеров крупных вихревых областей на термографических данных и на трассерных PIV-изображениях, поддающихся идентификации и измерению. Следует отметить, что в следствие одинаковых условий проведения экспериментов результаты обработки термографических изображений полностью совпали с результатами расчетных значений масштабов турбулентных вихрей, полученных и из спектров пульсации температуры в работе [9] по представленной методике, также было получено хорошее совпадение результатов непосредственно измеренных на термограмме размеров температурных неоднородностей. Необходимо отметить, что для растительных горючих материалов, для самых крупных масштабов турбулентности, полученных из спектра пульсации

температуры соответствующие области повышенных температур на термограммах не были идентифицированы в достаточном для статистической обработки количестве. У таких крупных структур при горении этих топлив не было возможности четко идентифицировать границы области повышенной температуры, что отображено в таблице прочерками. Тем не менее на PIV изображениях вихревые структуры таких размеров присутствовали и достаточно хорошо поддавались идентификации.

Литература

1. Lewis, B. and Elbe, G., "Combustion, Flames and Explosions of Gases," Academic Press. 3 ed. (1987).
2. Warnatz, J., Combustion, J., Warnatz, U., Maas, R.W., Dibble. – Berlin: Springer, 300 (1999).
3. Shelkin, K.I., "Influence of tube non-uniformities on the detonation ignition and propagation in gases," JETP10, 823-827 (1940).
4. Loboda, E.L., Reyno, V.V., Vavilov, V.P., "The Use of Infrared Thermography to Study the Optical Characteristics of Flames from Burning Vegetation," Infrared Physics and Technology 67, 566-573 (2014).
5. Kuznetsov, V.T., and Loboda, E.L., "Experimental study of peat ignition upon exposure to radiant energy," Combustion, Explosion, and Shock Waves, Vol. 46, No. 6, p. 690-695 (2010).
6. Qian, C., and Saito, K., "Measurements of Pool-Fire Temperature Using IR Technique," Combustion Institute/Central and Western States (USA) and Combustion Institute/Mexican National Section and American Flame Research Committee. Combustion Fundamentals and Applications. Joint Technical Meeting. Proceedings, San Antonio, TX, Gore, J. P., Editor(s), 81-86 pp. (April 23-26, 1995).
7. Rinieri, F., Balbi J.-H., Santoni, P.-A., "On the use of an infra-red camera for the measurement of temperature in fires of vegetative fuels," QIRT, <http://qirt.gel.ulaval.ca/archives/qirt2006/papers/011.pdf> (2006).
8. J. Dupuy, P., Vachet, J., Maréchal, J., Meléndez, A.J., "De Castro. Thermal infrared emission–transmission measurements in flames from a cylindrical forest fuel burner," International Journal of Wildland Fire, № 16, 324–340, (2007).
9. Loboda, E.L., Matvienko, O.V., Vavilov, V.P., Reyno, V.V., "Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale," Infrared Physics & Technology, 72, 1–7, <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2015.07.001> (2015).
10. E.L. Loboda, V.V. Reyno, M.V. Agafontsev Choice of a spectral range for measuring temperature fields in a flame and recording high-temperature objects screened by the flame using IR diagnostic methods, Russian Physics Journal 58 (2015) 278-282. doi: 10.1007%2Fs11182-015-0493-x
11. Loboda, E.L. and Reyno, V.V., "Influence of the coefficient of measuring temperatures at burning forest and steppe combustible materials with different moisture content with IR methods. Frequency analysis of temperature changing," Optics of atmosphere and ocean, No. 11, p.1002 – 1006 [In Russian] (2011).
12. Anufriev, I.S., Anikin, Yu.A., Filkov, A.I., et al., "Investigation into the Structure of a Swirling Flow in a Model of a Vortex Combustion Chamber by Laser Doppler Anemometry," Technical Physics Letters, Vol. 39, No. 1. Pp. 30-32 (2013).

13. Alekseenko, S.V., Anufriev, I.S., Vigriyanov, M.S., Dulin, V.M., Kopyev, E.P., Sharypov, O.V., "Steam-enhanced regime for liquid hydrocarbons combustion: velocity distribution in the burner flame," *Thermophysics and Aeromechanics*, Vol. 21, No.3. pp.393-396 (2014).
14. Anufriev, I. S., Kopyev, E. P., and Loboda, E. L., "Study of flame characteristics during liquid hydrocarbons combustion with steam gasification," *Proc. SPIE 9292*, 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 929226, doi:10.1117/12.2086623 (November 25, 2014).
15. Kairuki, J., Dawson, J.R., Mastorakos, E., "Measurements in turbulent premixed bluff body flames close to blow-off," *Combustion and Flame* 159, 2589-2607, doi:10.1016/j.combustflame.2012.01.005 (2012).
16. Li, Z.S., Li, B., Sun, Z.W., Bai, X.S., Alden, M., "Turbulence and combustion interaction: High resolution local flame front structure visualization using simultaneous single-shot PLIF imaging of CH, OH, and CH₂O in piloted premixed jet flame," *Combustion and Flame* 157, p. 1087-1096, doi:10.1016/j.combustflame.2010.02.017 (2010).
17. Kathryn, N. Gabet, Han Shen, Randy, A. Patton, Frederik Fuest, Jeffrey, A. Sutton., "A comparison of turbulent dimethyl ether and methane non-premixed flame structure," *Proceedings of Combustion Institute* 34, p. 1447-1454. doi: 10.1016/j.proci.2012.06.183 (2013).
18. Kazuhiro Yamamoto, Shinji Isii, Masahiro Ohnishi, "Local flame structure and turbulent burning velocity by joint PLIF imaging," *Proceeding of the Combustion Institute* 33, p. 1285-1292. doi:10.1016/j.proci.2010.06.087 (2011).
19. Goh, K.H.H., Geipel, P., Lindstedt, R.P., "Turbulent transport in premixed flames approaching extinction," *Proceedings of the Combustion Institute* 35, p. 1469-1476. doi: 10.1016/j.proci.2014.06.030 (2015).
20. Poitou Damien, Amaya Jorge, El Hafi Mouna, Cuenot Benedicte, "Analysis of the interaction between turbulent combustion and thermal radiation using unsteady coupled LES/DOM simulations," *Combustion and Flame* 159, p. 1605-1618. doi:10.1016/j.combustflame.2011.12.016 (2012).
21. Vivien R. Lecoustre, Paul G. Arias, Somesh P. Roy et al., "Direct numerical simulations of non-premixed ethylene-air flames: Local flame extinction criterion," *Combustion and Flame* 161, p. 2933-2950. doi: 10.1016/j.combustflame.2014.05.016 (2014).
22. Peters, N., "Multiscale combustion and turbulence," *Proceedings of the Combustion Institute* 32, p. 1-25. doi:10.1016/j.proci.2008.07.044 (2009).
23. Pedro J. Coelho, "A theoretical analysis of the influence of turbulence on radiative emission in turbulent diffusion flames of methane," *Combustion and Flame* 160, p. 610-617. doi: 10.1016/j.combustflame.2012.11.009 (2013)
24. Griffiths, R.A.C., Chen, J.H., Kolla, H., Cant, R.S., Kollmann, W., "Three-dimensional topology of turbulent premixed flame interaction," *Proceedings of the Combustion Institute* 35, p. 1341-1348. doi: 10.1016/j.proci.2014.08.003 (2015).
25. Anufriev, I.S., Sharypov, O.V., Shadrin, E.Yu., "Flow diagnostics in a vortex furnace by particle image velocimetry," *Techn. Phys. Letters*, Vol. 39, No. 5, P. 30-37 (2013).
26. Alekseenko, S.V., Anufriev, I.S., Vigriyanov, M.S. et al. "Steam-Enhanced Regime for Liquid Hydrocarbons Combustion: Velocity Distribution in the Burner Flame," *Thermophys. Aeromech.* V. 21 (3).. P. 393-396 (2014).

ВЕРИФИКАЦИЯ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ПО ДЕТЕКТИРОВАНИЮ И ТРЕКИНГУ ГОРЯЩИХ И ТЛЕЮЩИХ ЧАСТИЦ ПРИРОДНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ НА ТЕПЛОВИЗУИИ

Д.П. Касымов^{1,2}, К.Е. Орлов¹, М.В. Агафонцев^{1,2}, П.С. Мартынов^{1,2}

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск

²Институт оптики атмосферы им. академика В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

E-mail: humermor@gmail.com

Аннотация. Горящие и тлеющие частицы природного происхождения являются одной из главных причин распространения пожаров во всем мире. В данной работе будут рассмотрены методы и подходы изучения генерации и переноса, горящих и тлеющих частиц природного происхождения. Данные методы уже были использованы в ряде полевых и лабораторных экспериментов, в основу которых ложится применение различного высококачественного оборудования, как например скоростная ИК-камера. Данные результаты экспериментов будут использованы для построения базы данных характеристик горящих частиц для пожаров различной интенсивности, с целью их оперативного предотвращения.

Введение

В настоящее время существует множество математических моделей лесных пожаров, но только небольшая их часть учитывает вклад горящих и тлеющих частиц в распространение пожара. При этом расчеты основываются на приблизительных характеристиках, так как точных данных до сих пор не существует. Горящие и тлеющие частицы природного происхождения в подобных пожарах служат катализатором при распространении очага пожара, захватывая все большие территории. Именно поэтому необходимо иметь спектр различных моделей или подходов, с целью прогнозирования возможных очагов пожара и для дальнейшего предотвращения катастрофы. В данной работе будут рассмотрены следующие методы: подъем и подветренный перенос модельных частиц [1], система «Emberometer» для количественной оценки

угрозы воздействия горящих и тлеющих частиц природного происхождения строительные и конструкционные материалы [2] и экспериментальный программный комплекс детектирования и последующего аннотирования частиц по тепловому видео [3].

1. Подходы экспериментального изучения генерации и переноса частиц

1.1 Лофтинг и подветренный перенос [1]

Испытания проводились в испытательном центре Университета Клемсона на аэродинамической трубе, которая классифицируется как низкоскоростная аэродинамическая труба граничного слоя, так как максимальная достижимая скорость составляет менее 100 м/с [4]. Следовательно, эффекты сжимаемости потока в экспериментах ничтожны или очень малы. Испытательный участок состоит из открытого граничного слоя шириной 3,05 м и высотой 2,03 м с отбором 20 м. Ветровой поток генерируется двумя вентиляторами диаметром 1,8 м, которые управляются регулируемыми преобразователями частоты. Поток пропускается через сотовую решетку, набор экранов и сужение для получения равномерного воздушного притока с низкой интенсивностью турбулентности. Для того чтобы граничный слой был турбулентным, использовалась комбинация шпилечной доски и элементов с шероховатой поверхностью (рис. 1).



Рис. 1 Установка: (Слева) внутри камеры аэродинамической трубы, где установлены элементы шероховатой поверхности и элементы шпиля; (справа) положение камеры на вид сбоку показывает точку выпуска (расположение струи)[1]

Авторы [1] провели эксперименты по сочетанию трех опорных скоростей пограничного слоя и трех осевых скоростей струи с целью моделирования поля скоростей, вызванного взаимодействием огненного шлейфа и пограничного слоя. Генерируемые поля скоростей измеряются с помощью сверхпрочного термоанемометра Extech – 407112 с горячей проволокой, который имеет разрешение $\pm 0,1$ м/с в диапазоне 0,2–20 м/с. Что касается пограничного

слоя, то измерения скорости проводятся на осевой линии испытательного участка аэродинамической трубы, на 25 см выше осевой линии струи в момент ее остановки [1]. Аналогичным образом, профили осевой и радиальной скоростей струи были измерены в условиях отсутствия ветра. Скорости поперечного сечения были измерены на расстоянии 0,138 м от выхода реактивного сопла, где поперечное сечение струи находится на одном уровне с полом аэродинамической трубы. Это небольшое пространство используется для выпуска горящих частиц.

Подъем и перенос по ветру модельных частиц был зафиксирован сбоку с помощью камеры, установленной перпендикулярно осевой линии аэродинамической трубы. В среде MATLAB был разработан и реализован алгоритм обработки изображений, позволяющий фиксировать полные траектории движения тлеющих частиц, а также максимальную высоту подъема и расстояние до них с подветренной стороны. После калибровки были записаны видеозаписи того, как модели частиц поднимались и транспортировались. В каждом наборе модели горящих частиц выпускались не менее чем через 10 секунд после включения камеры. Поскольку запись велась с частотой 60 кадров в секунду, это обеспечивало достаточное количество кадров для построения фонового изображения. Затем частицы были выпущены примерно из центра струи с помощью пинцета таким образом, чтобы поле потока струи было нарушено как можно меньше. Для каждой операции высвобождения начальные углы каждой модели частицы изменяются случайным образом. Каждый набор экспериментов занимал от 8 до 11 минут, чтобы зафиксировать подъем и перенос 200 образцов с подветренной стороны [1].

1.2 Система «Emberometer» для оценки угрозы воздействия горящих частиц [2]

Схематическое изображение системы представлены на рис. 2.

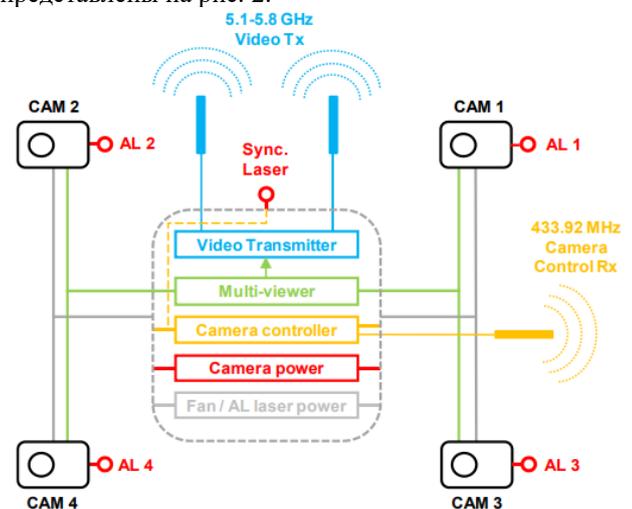


Рис. 2 Схематическое изображение системы 3D-PTV / PSR (AL.: Лазер Выравнивания) [2]

Измерительное устройство, известное как «Emberometer», состоит из четырех компактных камер потребительского класса (Sony DS-RX10 M3), направленных в центр контрольного объема (~2 м³), расположенного примерно в 1,2 м от плоскости камеры. Все камеры работают с минимальным фокусным расстоянием ($f = 8,8$ мм) и наибольшей диафрагмой ($f/2,4$). Фокусировка выполняется в центре контрольного объема, легко визуализируемого как пересечение четырех коллимированных лазеров (серии CPS, Thorlabs), тщательно выровненных во время калибровки. Камеры одновременно записывают видео высокой четкости (HD) (1080p, 120 Гц) переноса по воздуху горящих частиц, перемещающихся в пределах объема измерения. Запуск камеры осуществляется с помощью специально разработанного центра управления (CAMremote-4CAM, VP-Systems), который может дистанционно управляться пользователями (RF 433.92 МГц, диапазон ~2.4 км) [2]. Центр управления также работает с лазерным модулем, установленным для доставки точки, видимой со всех видов камеры в начале каждой последовательности записи. Исчезновение лазерной точки используется для последующей синхронизации видеопотоков по четырем камерам во времени. Это очень важно, так как каждая камера имеет свое собственное время отклика, даже если начальное событие запуска является общим. Правильность синхронизации видео было проверено путем отображения счетчика миллисекунд и обнаружена в промежутке времени между двумя последовательными кадрами.

3D отслеживание горящих и тлеющих частиц применяется следующий набор операций [2]:

1. *Калибровка системы 3D-PTV.* Относится к пространственной калибровке системы 3D. Создается изображение 3D-объекта, и создаются файлы ориентации камеры. Они содержат важную информацию, относящуюся к внешним параметрам камеры (положения и углы камер относительно выбранной точки отсчета в измерительном объеме) и внутренним параметрам (величины, относящиеся к модели отверстия, используемой для представления камер, и ошибки позиционирования на датчиках камеры, например, из-за оптических искажений, и т.д.);

2. *Обнаружение частиц.* Частицы обнаруживаются с помощью оператора порога интенсивности. Координаты центра частицы (найденные с помощью центрального оператора, взвешенного по интенсивности пикселей) перечислены для каждого 2D-изображения;

3. *Процедура соответствия.* Установление соответствий частиц между различными видами камер: это делается с использованием метода пересечения эпиполярных линий, более подробную информацию можно найти в [5];

4. *Вычисление 3D координат частиц;*

5. *Отслеживание частиц.* Использование информации, найденной как в пространствах 2D-

изображений (2D-изображение с каждой камеры), так и в пространстве 3D-объектов (предварительно вычисленные 3D-координаты частиц).

Шаги с 1 по 5 обеспечивают отображение траекторий частиц в измерительном объеме с временным разрешением. Обратите внимание, что в настоящей работе частицы находятся в состоянии тлеющего горения и поэтому излучают сильное оранжево-желтое свечение. Это уменьшает потребность в освещении, обычно требуемом в обычных экспериментах по отслеживанию частиц для визуализации трассировщиков. Шаг 2 применяется здесь без какой-либо двусмысленности, т. е. частицы хорошо отличаются от фоновых элементов.

1.3 Программный комплекс на основе метода «Blob detection»

Сотрудники ТГУ проводили серии экспериментов с использованием генератора горящих и тлеющих частиц, который имитирует перенос частиц в зависимости от воздушного потока и характеристик частиц (состав, плотность, масса, количество). Для данных параметров эксперимента зафиксировано постоянное воспламенение оседающими частицами смоделированного участка напочвенного покрова. Такие показатели как температура, скорость, размеры и траектория полета частиц характеризовались при помощи бесконтактной ИК-диагностики с использованием скоростных ИК-камер (JADE J530SB, X6530sc). Предварительные результаты показали, что максимальная температура частиц составила около 600 °С, средняя величина скорости движения частиц составила 4,0 м/с [7]. Такие данные были получены при помощи зарегистрированных последовательностей скоростных термограмм и специального программного обеспечения, которое регистрирует, отслеживает и дает характеристику о горящих частицах, образованных в результате различных пожаров [3].

Для генерации горящих и тлеющих частиц использовалась уникальная установка «Огненный Дракон» [7]. В качестве частиц были использованы частицы природного происхождения (кора и веточки сосны), а также древесные пеллеты (древесные топливные гранулы). Размеры частиц были выбраны в соответствии с данными натуральных экспериментов.

Имеющиеся генераторы частиц позволяют генерировать частицы, близкие по характеристикам к реальным пожарам. И данные подходы могут быть использованы для тестирования алгоритмов детектирования и трекинга частиц на тепловизионном видео. Однако следует отметить, что характерным недостатком всех представленных устройств является отсутствие тестирования генерируемых ими частиц и потоков на предмет соответствия той или иной интенсивности пожара. И на данный момент это не представляется возможным, т.к. эта информация отсутствует.

Программное обеспечение, основанное на методе «Blob detection», который заключается в детектировании зон в цифровом ИК-изображении по локальным максимумам в окрестности частиц с заданной температурой или энергетической яркости, которая выделяется на сером фоне термограммы и далее по последовательности. На рисунке 4 представлен результат компьютерной обработки термограммы пролетающих частиц.

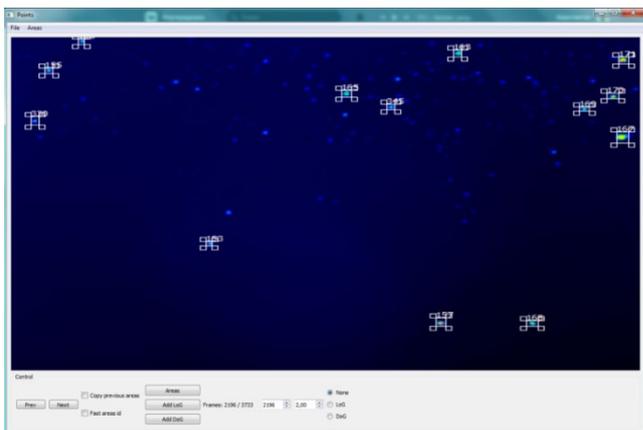


Рис. 4 Пример работы программного комплекса

Для обнаружения горящих частиц на термограммах были протестированы различные алгоритмы детекторов. Разработаны и протестированы различные алгоритмы для отслеживания частиц. Также для работы с программным комплексом и создания базы аннотированных видеороликов был разработан графический интерфейс пользователя (GUI). GUI позволяет осуществлять различные манипуляции с кадрами, запускать выбранный детектор и трекер с заданными параметрами, а также генерировать результаты работы трекера в формате видеоролика.

Дальнейшая работа будет направлена на расширение базы аннотированных видеороликов и улучшения точности выбранных алгоритмов детектора и трекера.

1.4 Верификация программного комплекса сверточной нейронной сети

Данный подход основывается на сверточной нейронной сети YOLOv4 и самообучающемся искусственном интеллекте Darknet.

Для начала рассмотрим каждый шаг нейронной сети, для общего представления её работы по детектированию объектов [8].

Первый шаг – свертка изображения. Подобные нейронные сети работают за счет фильтров, которые позволяют определять конкретные характеристики изображения (отрезки, окружности, другие фигуры).

Второй шаг – даунсемплинг. Даунсемплинг позволяет уменьшить потребление вычислительных ресурсов и ускорить процесс обучения. Самый

простой метод даунсемплинга исходных (промежуточных) данных называется методом максимального объединения. Максимальное объединение подразумевает перемещение матрицы просеивания вдоль матрицы данных. Далее из попавших в его область пикселей берется пиксель с максимальным значением и переносится в итоговую матрицу.

Третий шаг – формирование полносвязного слоя. Здесь матрица сигналов будет преобразована в вектор, в дальнейшем который пропускается через полносвязную нейронную сеть. Задача такой нейронной сети заключается в сообщении нам вероятности того, какую цифру представляет входной образ.

Четвертый шаг – выходной слой. Он формирует вероятность принадлежности входного образа некоторому числу. Данные вероятности получаются путем инициализации последнего слоя.

Пятый шаг – вычисление потерь. Данный шаг необходим для определения точности детектирования.

Заключение

Рассмотрев данные методы, можно сделать вывод о том, что все три метода даже на данных стадиях разработки позволяют эффективно изучать горящие и тлеющие частицы природного происхождения. В данных методах везде использовались генераторы горящих и тлеющих частиц. Метод, основанный на подъеме и подветренном переносе частиц, опираясь на свои алгоритмы, дает полноценный видеоряд с зафиксированной траекторией и высотой движения сгенерированных частиц, когда как система «Emberometer» моделирует саму частицу, позволяя изучать её характеристики до и после экспериментов. Программный комплекс, созданный в ТГУ, в свою очередь позволяет отслеживать как процесс генерации частиц, так и траекторию переноса этих частиц, который в дальнейшем был верифицирован сверточной нейронной сетью.

Благодарности

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 20-71-10068).

Литература

1. Tohidi A. Comprehensive wind tunnel experiments of lofting and downwind transport of non-combusting rod-like model firebrands during firebrand shower scenarios / A. Tohidi, Nigel B. K. // Fire Safety Journal. – 2017. – V. 90. – Pp. 95-111.
2. Bouvet N. On the use of time-resolved three-dimensional diagnostics to characterize firebrand showers in the WUI / N. Bouvet [et al.] // Advances in Forest Fire Research. – 2018. – Pp. 826-836.
3. Filkov A. Particle Tracking and Detection Software for Firebrands Characterization in Wildland Fires / A. Filkov, S. Prohanov // Fire Technol. – 2019. – №55. – С. 817-836.

4. Tavoularis S. Measurement in Fluid Mechanics / Cambridge University Press, England, 2005.
5. Luhmann T. Close Range Photogrammetry and 3D Imaging / S. Robson, S. Kyle, J. Boehm // – 2014.
6. Laurentini A. (1994) Visual hull concept for silhouette-based image understanding. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence 16, 150-162.
7. Касымов Д.П. Экспериментальная установка по генерации горящих частиц для исследования

распространения природного пожара / Д.П. Касымов, В.В. Перминов, В.В. Рейно, А.И. Фильков, Е.Л. Лобода // Известия высших учебных заведений. Физика. –2017. – Т. 60. – № 12-2. – С. 107-112.

8. Convolutional Neural Networks from the ground up [towards data science] // сост.: Escontrela A. URL: <https://towardsdatascience.com/convolutional-neural-networks-from-the-ground-up-c67bb41454e1>.

О ВЕРТИКАЛЬНОМ ГОРЕНИИ НЕКОТОРЫХ СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Д.П. Касымов^{1,2}, М.В. Агафонцев^{1,2}, А.А. Герасимова¹, В.В. Перминов¹, В.В. Рейно²,
Е. Голубничий¹, Е.Л. Лобода^{1,2}

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

² Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1
E-mail: sasha.gerasimova@mail.ru

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментального исследования процесса горения по поверхности вертикально установленного щита из строительного материала (фанера, ОСБ-плита, сэндвич-панель, пеноплекс, пенопласт) при различных условиях внешней среды. В результате использования инфракрасной камеры были получены последовательности термограмм, характеризующих тепловую картину на поверхности образца при вертикальном горении, определена скорость распространения волны горения для случая лабораторного эксперимента.

При распространении лесных низовых и верховых пожаров выделяется большое количество тепла, которое может стать причиной воспламенения строений в населенных пунктах, расположенных близко к границе леса. В России причина увеличения числа природных пожаров с одной стороны, связана с большой протяженностью лесных насаждений и, как в следствии, повышением рисков появления пожаров, с другой, в недостаточном понимании физики природных пожаров, в частности перехода их на здания и строительные конструкции.

В литературе имеется большое количество экспериментальных работ [1-6], описывающих исследования пожарной опасности древесины, которые свидетельствуют о влиянии различных факторов на ее пожароопасные показатели (порода и разновидность древесины, условия и продолжительность эксплуатации, влажность, интенсивность пожара и т.д.).

В настоящее время при исследовании процессов горения и природных пожаров активно применяются современные методы инфракрасной (ИК)

диагностики. Разработка на основе полученных данных методики испытания древесных и синтетических строительных конструкций на огнестойкость и пожарную опасность с применением термографии даст возможность уменьшить экономическую составляющую при проведении подобных работ при одновременном повышении оперативности получения данных и разрешающей способности.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования процесса горения по поверхности вертикально установленного щита из ориентированно-стружечной плиты, фанеры, сэндвич панели, пеноплекса и пенопласта при различных условиях внешней среды.

Лабораторный эксперимент. Исследования проводились на лабораторном испытательном комплексе. Экспериментальное оборудование включало: инфракрасная камера JADE J530SB, с длиной волны 2.5–2.7 мкм, позволяющего регистрировать температуру в диапазоне 300–1500 °С; видеокамера для оценки распространения фронта горения Canon HF R88, анализатор влажности AND MX-50 (точность прибора равна 0.01 %), масса образцов контролировалась с помощью электронных весов AND HL-400 с точностью 0.1 г.

В качестве лесного горючего материала применялась хвоя сосны. В момент проведения экспериментов влагосодержание хвои составило 6%. Масса лесного горючего материала равнялась 150 г. Эксперимент проходил следующим образом (рис. 1): Подложку с ЛГМ, расположенную перед образцом строительного материала, установленного вертикально к подложке, зажигали с помощью газовой горелки. Итогом такого воздействия стало

образование фронта горения, который в свою очередь начинал воздействовать на образец. Съемка поверхности образцов древесных строительных материалов, подверженных тепловому воздействию, осуществлялась с помощью тепловизора.

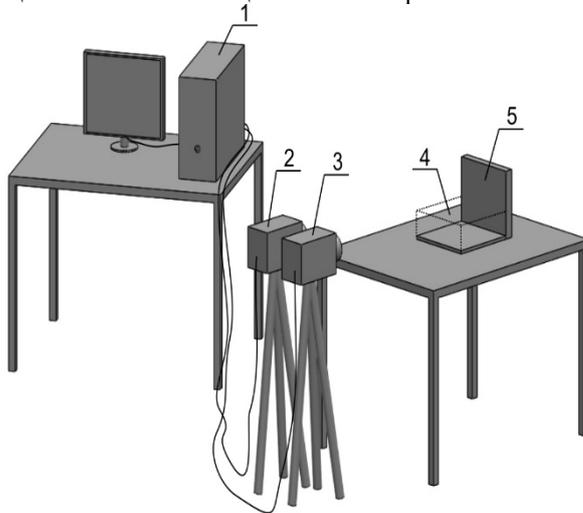


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – ПК, 2 – видеокамера, 3 – тепловизор JADE J530SB, 4 – площадка ЛГМ, 5 – образец древесины.

Теплового воздействия от сгорания насыпки хвои сосны массой 150 г достаточно для воспламенения образца с последующим устойчивым горением.

В результате съемки на инфракрасную камеру были получены последовательности термограмм, дальнейшая обработка которых производилась и использованием программного обеспечения «Altair» а также разработанной в ходе реализации проекта программы «Tempfile-v.1». Для того чтобы получить таблицу температур, соответствующую данному образцу, был произведен экспорт значений температуры, соответствующий каждому пикселю матрицы. В дальнейшем, из нее были удалены лишние значения в соответствии с положением образца на кадре.

Бесконтактный метод ИК-диагностики позволил определить распределения температуры, а также теплонапряженные участки на поверхности исследуемых образцов, подвергаемых воздействию источника горения.

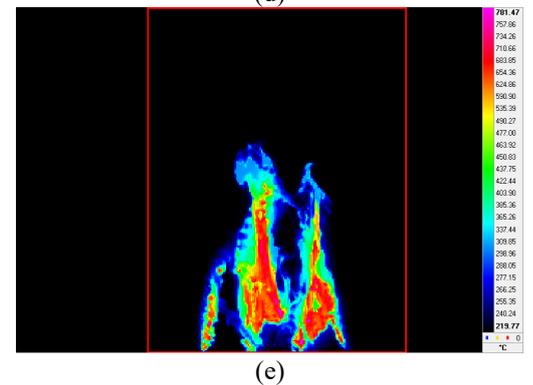
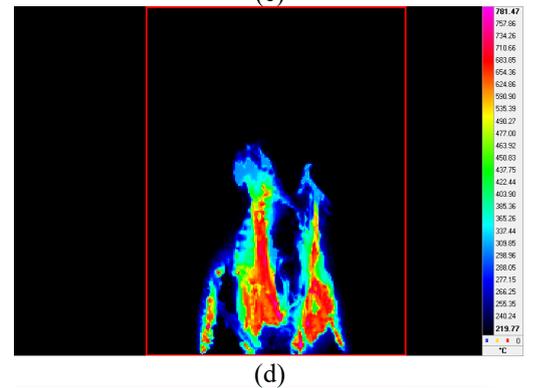
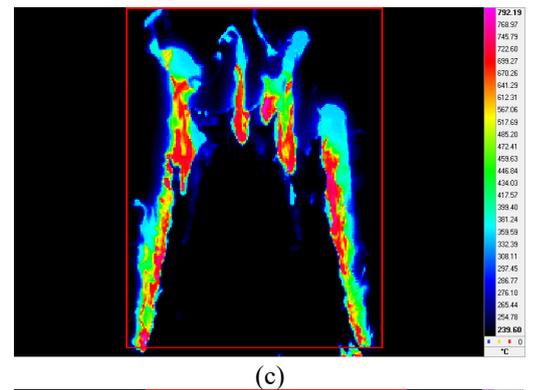
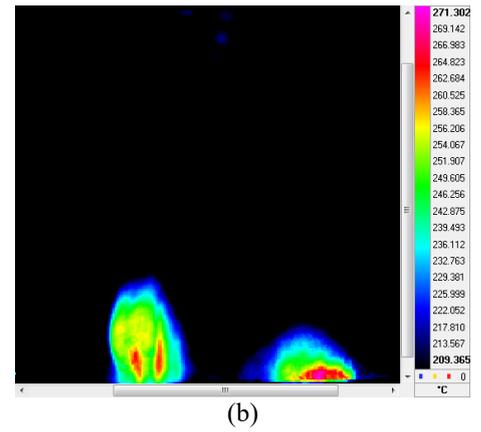
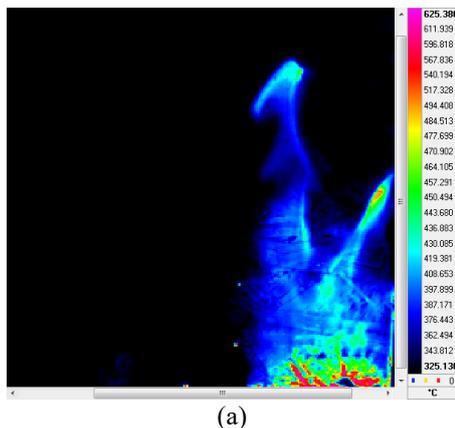


Рис. 2. График изменения скорости вертикального горения по поверхности материалов, полученный при обработке данных с инфракрасной камеры:
(а) ОСБ-плита, (б) фанера,
(в) сэндвич-панель, (д) пеноплекс, (е) пенопласт.

В таблице 1 приведены результаты, полученные при проведении экспериментального исследования

вертикального горения образцов строительного материала.

Таблица 1. Значения скорости вертикального распространения огня и максимальной температуры T_{max} на поверхности образцов строительных материалов.

№	Тип строительного материала	Скорость вертикального распространения огня	T_{max} , °C
1	Фанера	$2,194 \pm 0,992$	663
2	ОСБ-плита	$2,593 \pm 1,075$	584
3	Сэндвич панель	$2,485 \pm 0,480$	710
4	Пеноплекс	$4,135 \pm 0,681$	680
5	Пенопласт	$3,612 \pm 1,597$	640

Выводы. В результате проведения экспериментального исследования вертикального горения образцов строительных материалов было получено:

1. Распределение температуры по поверхности основных материалов, активно использующихся в строительстве и отделке.

2. При применении ИК-диагностики оценена скорость распространения вертикального фронта горения в лабораторных и естественных условиях.

3. Средняя скорость горения фанеры и ОСБ-плиты различаются незначительно. Данные материалы имеют схожий состав с точки зрения горения, так как включают в себя древесину. Скорости у них близкие, но отличаются из-за наличия разного связующего материала.

4. Пеноплекс и пенопласт имеют гораздо высокую скорость распространения фронта горения.

Литература

1. Hamins, A., Averill, J., Bryner, N., Butry, D., Gann, R., Davis, R., Madrzykowski, D., Maranghides, A., Yang, J., Bundy, M., Manzello, S., Gilman, J., Amon, F., and Mell, W. Reducing the Risk of Fire in Buildings and Communities // Proc. of the Seventh International Seminar on Fire and Explosion Hazards (ISFEH7).
2. Серков Б.Б., Сивенков А.Б., Асеева Р.М. Горение и пожарная опасность древесины // Пожаровзрывобезопасность. – 2021. – Т. 21, №1. – С. 20 – 32.
3. Шебеко Ю.Н., Гордиенко Д.М., Трунева В.А., Шебеко А.Ю., Гилетич А.Н. Особенности расчета индивидуального пожарного риска для производственных зданий химической промышленности (на примере цеха производства гранулированной серы) // Пожарная безопасность № 3. – 2012. – С. 71-76.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ДРЕВЕСИНЫ ГРУППОЙ ЧАСТИЦ

Д.П. Касымов¹, В.А. Тараканова^{1,2}, Е.Л. Лобода^{1,2}

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет

634034, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН

E-mail: denkasymov@gmail.com, veronika.tarakanova@mail.ru, loboda@mail.tsu.ru

В настоящее время имеется потребность в экспериментально проверенной информации, о том, как тлеющие частицы, которые образуются во время лесного пожара, воспламеняют постройки в случае пожаров на природно-урбанизированной территории, являясь также источниками городских пожаров [1-3].

Одним из факторов, определяющих пожарную опасность древесины, является ее способность к воспламенению и распространению горения. Кроме того, древесина хорошо впитывает воду, гниет под действием высокой влажности, деформируется и растрескивается со временем от частого намокания и высыхания. Древесные плиты выгодно отличаются от натурального аналога, поскольку в их составе имеются вещества, помогающие устранить подобные недостатки или уменьшить степень их проявления.

В настоящее время при исследовании процессов горения и природных пожаров активно применяются современные методы инфракрасной (ИК)

диагностики [4-7]. Примечательно, что в литературе до сих пор отсутствуют результаты по применению бесконтактных методов при испытаниях деревянных конструкций и строительных материалов на огнестойкость [8-10]. В частности, в работе [10] представлен опыт использования бесконтактного метода измерения температуры в лабораторных и полевых огневых испытаниях строительных фрагментов и конструкций из дерева.

Были сформулированы некоторые рекомендации по использованию термографии при испытании деревянных строительных материалов на огнестойкость и пожароопасность. Но имеющиеся данные требуют дополнительных экспериментов для изучения характеристик пожарной опасности различных строительных материалов.

Таким образом, целью работы является исследование в лабораторных условиях поведения образцов древесных строительных материалов в

результате теплового воздействия от горящих и тлеющих частиц природного происхождения.

Лабораторное оборудование и методика проведения эксперимента. Для исследования вероятности воспламенения строительных материалов из древесины от горящих и тлеющих частиц, была использована следующая лабораторная установка (рис. 1). Методика проведения эксперимента, а также основные элементы лабораторной установки по сбросу частиц подробно представлены в работе [11-12].

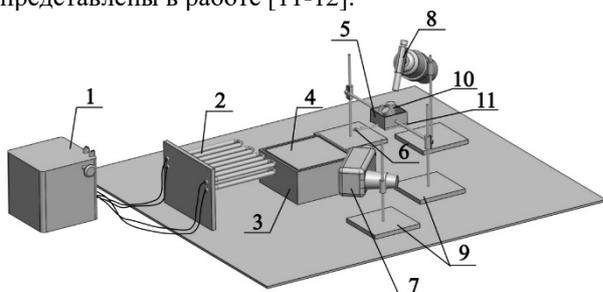


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – лабораторный автотрансформатор; 2 – нагревательный элемент; 3 – поддон; 4 – образец древесины; 5 – кювета; 6 – стопор; 7 – строительный фен; 8 – горелка; 9 – штативы; 10 – образцы частиц; 11 – скоба.

Влагосодержание частиц контролировалось с помощью анализатора влажности AND MX-50 и не превышало 10 %, для образцов древесных строительных материалов составляло 6–8 %.

В качестве образцов древесных строительных материалов использовались популярные на рынке фанера, древесно-стружечная плита (ДСП), ориентированно-стружечная плита (ОСП) и строительная доска из древесины ели. Основные параметры образцов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры образцов строительных материалов.

	Фанера	ОСП	ДСП	Ель
Размер, мм	150×150	150×150	150×150	200×100
Толщина, мм	21	18	18	22
Плотность, кг/м ³	650–690	570-590	570-590	510-530

В экспериментах моделировались условия, когда деревянное строение подвергается воздействию теплового потока от надвигающегося фронта лесного пожара [13, 14]. Образец древесины предварительно нагревали до температуры 200–220 °С в течение 4 минут [15, 16].

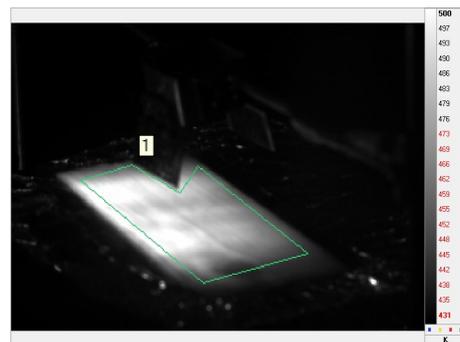


Рис.2. термограмма образца древесины после нагрева

Температура при нагреве на поверхности древесины контролировалась при помощи инфракрасной камеры JADE J530SB. Съемка производилась в спектральном интервале 3.1–3.3 мкм. Данный интервал позволяет работать с объектами, имеющими температуру в диапазоне 200 – 800 °С. На рисунке 2 представлена термограмма образца древесины в результате нагрева тэном и полученные с помощью программного обеспечения Altair минимальная (441 К), максимальная (505 К) и средняя (479 К) температура на поверхности образца (в выделенной области 1 на термограмме).

В настоящем эксперименте использовались ветки сосны, а также прямоугольные рейки, по размеру совпадающие с типичными размерами частиц, определенных в ходе натуральных экспериментов [17].

Размеры частиц составили: диаметр (2±4, 4±6, 6±8 мм) и длина (20±2; 40±2; 60±2) мм.

В проведении исследований особый интерес вызывают тлеющие частицы, которые воздействуют на поверхность образца. В данных экспериментах моделируется случай, когда тлеющие частицы, которые образуются во время природного пожара, могут накапливаться на крыше и в углах зданий, заборах или найти способ попасть внутрь помещений и привести к их воспламенению.

Предварительно было подобрано оптимальное время розжига частиц, при котором достигалась фаза тления частиц [18]. Время воздействия горелками на частицы зависело от размера частиц и их количества, а также от диаметра. Температура частиц контролировалась с помощью инфракрасной камеры.

В реальных условиях воздействие горящих частиц на напочвенный покров и различные деревянные конструкции сопровождается рядом природных факторов, в частности, действием нагретого воздушного потока от фронта лесного пожара. В экспериментах тлеющие частицы, сбрасываемые на образцы древесины, обдувались с помощью теплового фена, марки Интерскол ФЭ2000-Э, потоком нагретого воздуха со скоростью составляющей 2 м/с и 2.5 м/с с соответствующими температурами 60°С, 110°С. Скорость потока определялась с помощью анемометра CFM Master 8901 с погрешностью измерения 2%. Выбор данных скоростей можно объяснить тем, что при дальнейшем увеличении скорости, частицы уносились за пределы исследуемой области образца,

а при меньших скоростях вероятность воспламенения образца от тлеющих и горящих частиц была очень мала.

Имитировалось заживание древесины как от одной частицы, так и в случае «огненного дождя». Для каждого эксперимента проводилось по три повторения. Если хотя бы в одном из трех случаев происходило воспламенение, считалось, что образец древесины воспламеняется.

Результаты. Установлено, что в диапазоне скоростей ветра 0–1 м/с воспламенения образцов не наблюдалось. Малое количество дополнительного притока окислителя в зоне сброса частиц приводило к тому, что переход к интенсивному пламенному горению не происходил, тление частиц происходило до их полного сгорания.

В результате серии экспериментов проведена оценка вероятности воспламенения предварительно нагретой поверхности образцов фанеры, ДСП, ОСП и ели в зависимости от типа горящих и тлеющих частиц, их размеров и количества, взаимодействующих с этой поверхностью, при различной скорости ветра.

На рисунках 5–6 представлены графики вероятности воспламенения древесины ели в зависимости от количества тлеющих веточек сосны и их размера, а также от скорости воздушного потока.

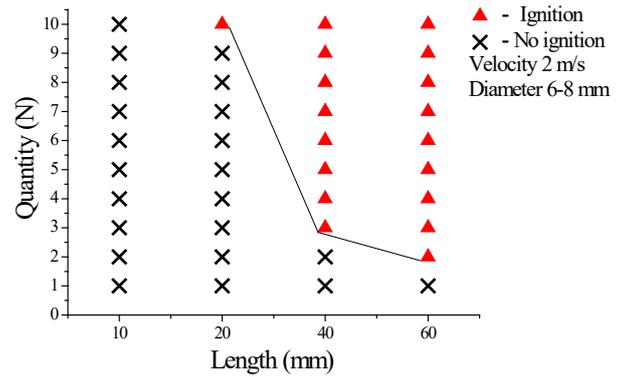
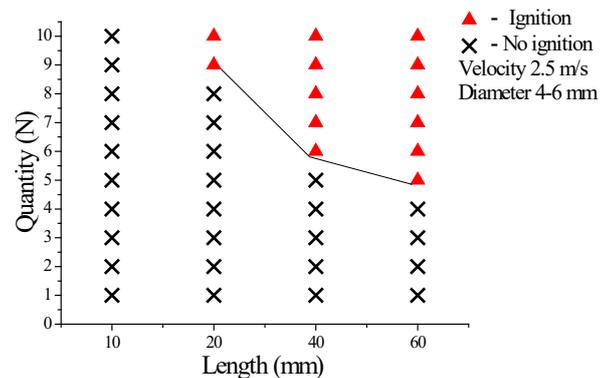
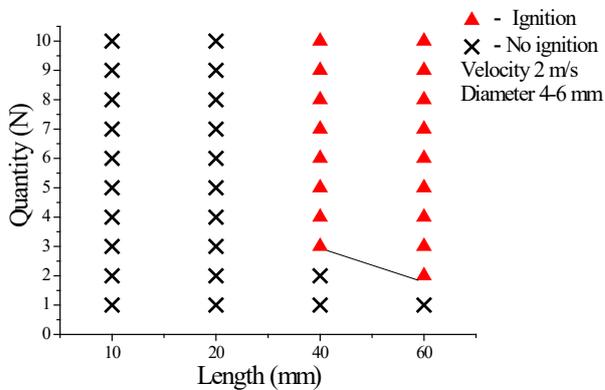
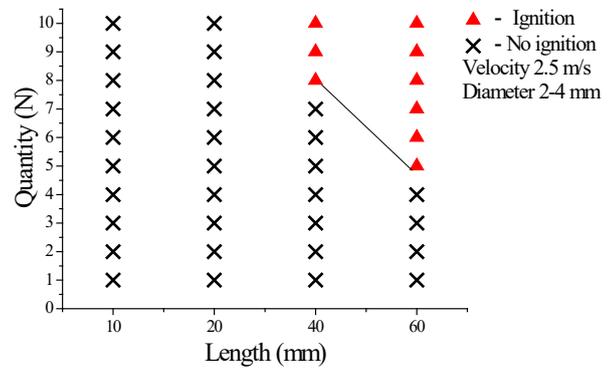
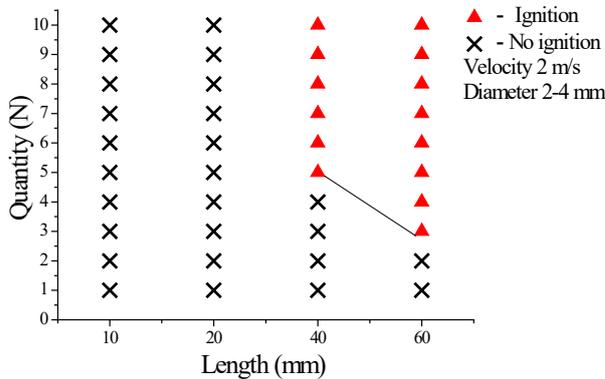


Рис. 5. Зависимость воспламенения образцов древесины ели от длины, диаметра и количества тлеющих веточек сосны при скорости воздушного потока 2 м/с.



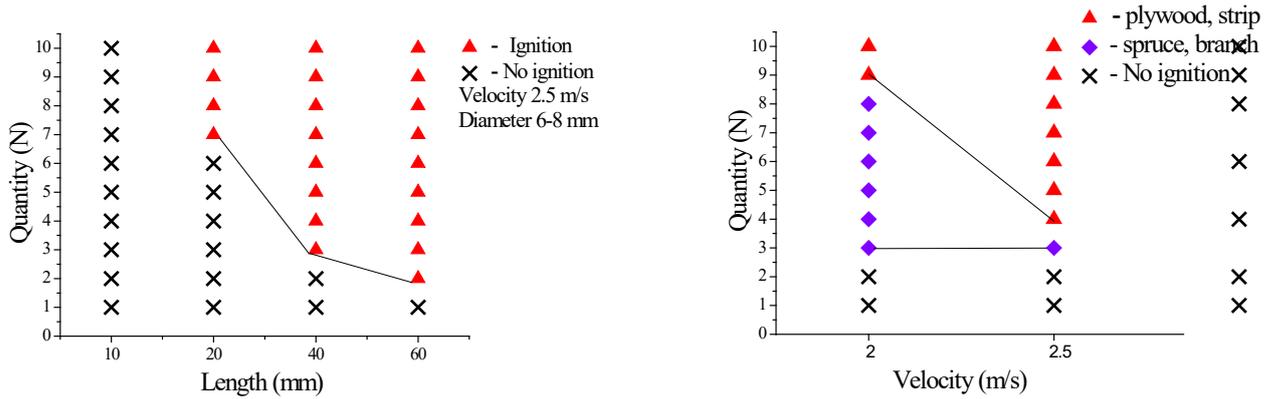


Рис. 6. Зависимость воспламенения образцов древесины ели от длины, диаметра и количества тлеющих веточек сосны при скорости воздушного потока 2.5 м/с.

При скорости $V=2$ м/с, наблюдается уменьшение числа частиц, достаточных для зажигания образца древесины при одновременном увеличении диаметра веток. Установлено, что воспламенение поверхности осуществляется частицами, геометрические размеры которых превышают 20 мм и диаметр $6\div 8$ мм. При этом, как видно из графика, с ростом размера их количество уменьшается.

Анализ графиков показывает, что с ростом скорости ветра вероятность воспламенения древесины частицами одного и того же размера растет. В частности, при увеличении скорости ветра с 2 до 2.5 м/с минимальное количество частиц длиной $L = 40$ мм, достаточных для воспламенения древесины, уменьшается с 7 до 3 частиц. Также на процесс воспламенения древесины влияет количество частиц. Минимальная общая площадь тлеющих частиц, равная произведению числа частиц, при котором происходит воспламенение, на характерную их площадь, существенно увеличивается при переходе от древесины ели к строительным материалам из древесины. В частности, для образцов из ОСП и ДСП минимальная площадь в среднем увеличивалась на 40 %, а для образца из фанеры при скорости 2 м/с увеличение площади было более чем на 60 %.

На рисунке 7 изображены зависимости зажигания древесины ели и образцов древесных строительных материалов при различных условиях эксперимента. Варьировались тип частиц (веточки сосны и прямоугольные рейки), а также скорость набегающего воздушного потока от теплового фена.

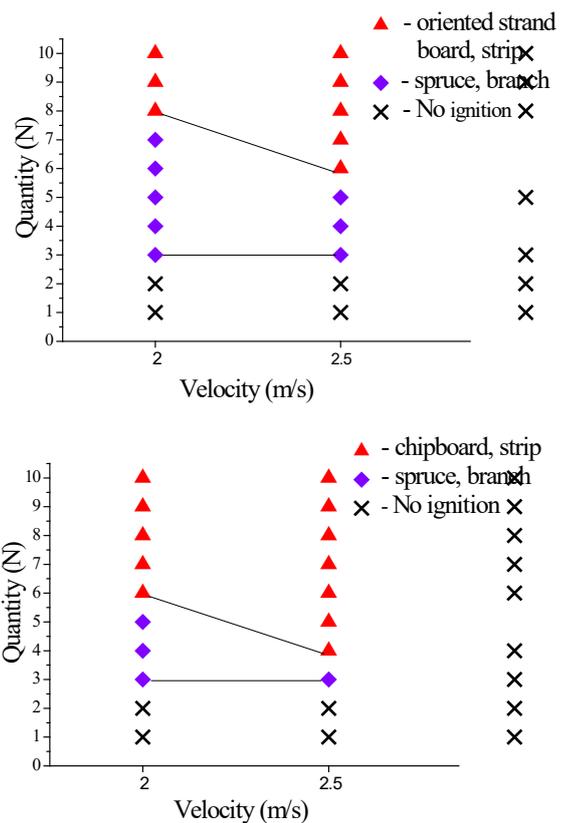


Рис. 7. Зависимости зажигания образцов ели и строительных материалов из древесины при различной скорости ветра и типах частиц длиной 40 мм.

Из ранее полученных результатов можно сделать вывод, что вероятность воспламенения образцов древесины растет, как с увеличением размера, так и с увеличением диаметра частиц, поэтому в качестве примера, был выбран наибольший диаметр, составлявший в экспериментах $d=6\div 8$ мм. Видно, что рассмотренная в работе древесина ели оказалась более подверженной к возгоранию, при скоростях ветра $2\div 2,5$ м/с воспламенение наступало при сбросе 3 частиц, в то время как для строительных материалов из древесины средним пороговым значением частиц, приводящим к воспламенению, было 6 – 9 частиц.



Рис. 4. Группа снимков по зажиганию частицами образца фанеры

На рисунке 8 показана типичная группа снимков по зажиганию частицами образца из фанеры, на которую сбрасывались тлеющие частицы в количестве 7 реек длиной 40 мм. Скорость воздушного потока составляла 2.5 м/с. Установлено, что в этом случае переход из тлеющей фазы в пламенную вследствие притока окислителя от теплового фена у частиц произошел на 25-й секунде, затем наблюдалось зажигание по поверхности фанеры.

Выводы. В настоящей работе исследовано поведение образцов древесных строительных материалов (фанера, ориентированно-стружечная плита, древесно-стружечная плита) в результате теплового воздействия от горящих и тлеющих частиц природного происхождения.

Установлено, что в диапазоне скоростей ветра 0–1 м/с воспламенения образцов не наблюдалось. Малое количество дополнительного притока окислителя в зоне сброса частиц приводило к тому, что они медленно тлели на поверхности до полного сгорания. Таким образом, можно сделать вывод, что влияние частиц природного происхождения, находящихся в фазе тления, при выбранных параметрах эксперимента не оказывает влияние на зажигание образцов древесных строительных материалов.

Вероятность возгорания и время задержки зажигания древесины определялись в зависимости от размера и количества частиц, наличия воздушного потока в зоне сброса частиц, а также от начальной температуры древесины.

Минимальная общая площадь тлеющих частиц, равная произведению числа частиц, при котором происходит воспламенение, на характерную их площадь, существенно увеличивается при переходе от древесины ели к строительным материалам из древесины. В частности, для образцов из ОСП и ДСП минимальная площадь в среднем увеличивалась на 40 %, а для образца из фанеры при скорости 2 м/с увеличение площади было более чем на 60 %.

При выбранных параметрах эксперимента рассмотренные строительные материалы из древесины (фанера, ОСП, ДСП) оказались более устойчивыми к зажиганию. По-видимому, это связано с тем, что в составе исследуемых образцов присутствуют дополнительные связующие компоненты (синтетические смолы и пр.). Кроме

того, представленные строительные материалы имеют меньшую шероховатость поверхности, в отличие от стандартной строительной доски из древесины ели.

Применение ИК-диагностики позволило оценить температуру на поверхности образцов и подобрать оптимальное время нагрева, кроме того, это позволило контролировать фазу тления частиц перед их сбросом.

Литература

1. Foote E I, Manzello S L and Liu J. Characterizing firebrand exposure during wildland-urban interface fires. Proc. Fire and Materials Conference, 2011. pp 479–491.
2. Hammer R B, Radeloff V C, Fried J S and Stewart S I. Wildland-urban interface housing growth during the 1990s in California, Oregon, and Washington. Int. Journal of Wildland Fire, 2007. vol 16(3). pp 255–265.
3. Manzello S L, Cleary T G, Shields J R and Yang J C. On the ignition of fuel beds by firebrands. Fire and Materials, 2006. vol 30). pp 77–87.
4. O'Brien J J, Loudermilk E L, Hornsby B, Hudak A T, Bright B C, Dickinson M B, Hiers J K, Teske C and Ottmar R D. High-resolution infrared thermography for capturing wildland fire behaviour: RxCADRE 2012. Int. J. of Wildland Fire, 2016 vol 25. pp 62–75. DOI:10.1071/WF14165
5. Rios O, Pastor E, Valero M M and Planas E. Short-term fire front spread prediction using inverse modelling and airborne infrared images. Int. J. of Wildland Fire, 2016. vol 25. pp 1033–1047. DOI: 10.1071/WF16031
6. Sofan P, Bruce D, Jones E and Marsden J. Detecting peatland combustion using shortwave and thermal infrared landsat-8 data. Advances in forest fire research, 2018. pp 969–979. DOI: 10.14195/978-98-9-26-16-506_106
7. Valero M M, Jimenez D, Butler B, Mata C, Rios O, Pastor E and Planas E. On the use of compact thermal cameras for quantitative wildfire monitoring. Advances in forest fire research, 2018. pp 1077–1086. DOI: 10.14195/978-989-26-16-506_119.
8. Grishin A M, Filkov A I, Loboda E L, Reyno V V, Kozlov A V, Kuznetsov V T, Kasymov D P, Andreyuk S M and Ivanov A I A. Field experiment on grass fire effects on wooden constructions and peat layer ignition. Int. J. of Wildland Fire, 2014. vol 23. pp 445–449.
9. Vermesi I, Di Domizio M J, Richter F, Weckman E J and Rein G. Pyrolysis and spontaneous ignition of wood under transient irradiation: Experiments and a-priori predictions. Fire Safety J., 2017. vol 91. pp 218–225. DOI:10.1016/j.firesaf.2017.03.081.
10. Loboda E L, Matvienko O V, Agafontsev M V and Reyno V V. The use of thermography to assess the magnitude of flame turbulence. Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics, 2018. vol 31(12). pp 1001–1006. DOI: 10.15372/AOO20181210
11. Kasymov D P, Agafontsev M V, Perminov V V and Tarakanova V A. Studying the resistance to fire of wood under the different type of thermal impact while forest fires. Proc. SPIE 10833, 24th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1083356 (13 December 2018) DOI: 10.1117/12.2504454
12. Kasymov D and Paletsky A. Effect of a fire retardant on the ignition of pine wood exposed to smoldering particles of pine bark. EPJ Web Conf., 2017. vol 159 00026. DOI: 10.1051/epjconf/201715900026

13. Асеева Р. М., Б. Б. Серков, А. Б. Сивенков. Горение древесины и ее пожароопасные. Монография. – М. : Академия ГПС МЧС России. 2010. С.262.
14. Babrauskas V Fire Saf. J. 2005 40 p 528
15. Cohen J D J. Forest 2000 98 15
16. Rehm R G, Hamins A and Baum H R NISTIR 2001 6891
17. Fil'kov A I, Prohanov S A, Mueller E, Kasymov D P et al.. Investigation of firebrand production during prescribed fires

conducted in a pine forest. Proc. of the Combustion Institute, 2017. 36(2). pp 3263–3270.

18. Matvienko O V, Kasymov D P, Fil'kov A I, Daneiko O I and Gorbatov D A. Simulation of fuel bed ignition by wildland firebrands. Int. J. Wildland fire, 2018. Vol. 27(8). p 550–561. DOI: 10.1071/WF17083

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТИПА ОГНЕЗАЩИТЫ И СПОСОБА ЕЁ НАНЕСЕНИЯ НА ПОЖАРНУЮ ОПАСНОСТЬ ДРЕВЕСИНЫ

Т.И. Медведева, М.В. Агафонцев, Д.П. Касымов

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск

E-mail: tatemedvedeva@yandex.ru

Введение. Природные пожары происходят каждый год по всему миру, из-за этого происходит угроза здоровью и жизни человека, так же пожары приводят к огромным экономическим затратам и уничтожают лесную растительность и биомассу, что, в свою очередь, влечет значительную эрозию почв под воздействием воды и ветра. Большой материальный и экологический ущерб пожары наносят в жилых зданиях, базах и складах. Поэтому защита от пожаров является важнейшей обязанностью общественности и проводится в общегосударственном масштабе.

Введение в древесину антисептиков, антипиренов, смол, а также пластификация и прессование позволяют улучшить свойства натуральной древесины и получить био- и огнестойкие материалы, обладающие повышенной прочностью, износостойкостью и формоустойчивостью. Чтобы понять и изменить огнестойкость древесины, необходимо знать, как можно больше подробно о процессах разложения. Результаты испытаний сильно зависят от различных параметров, включая изменения в составе газа, температуры, скорости нагрева и размера образца [1].

Экспериментальная часть. В настоящей работе проведен комплекс экспериментальных исследований в лабораторных условиях с применением инфракрасной камеры научно-исследовательского класса JADE J530SB и с использованием в качестве излучателя модели абсолютно черного тела АЧТ-45/100/1100 проведено экспериментальное исследование влияния мощности теплового потока на характеристики зажигания и горения некоторых видов древесных строительных материалов (фанера, ориентированно-стружечная плита (ОСП), древесно-стружечная плита (ДСП)), а также теплоизоляционных материалов [2]. Контролировались основные параметры состояния рассматриваемых образцов древесины и ЛГМ: влагосодержание, масса, плотность теплового потока в области воздействия,

влажность воздуха и др. [3].

Для измерения площади обугливания торца материала во времени в результате теплового воздействия в лабораторных условиях была подготовлена установка, изображенная на (рис. 1).

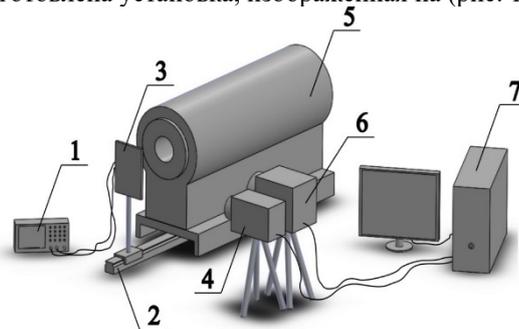


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – осциллограф Tektronix TDS-1002; 2 – оптический рельс; 3 – каретка с подставкой; 4 – видеокамера Canon HF R 88; 5 – модель абсолютно черного тела; 6 – инфракрасная камера JADE J530SB; 7 – персональный компьютер.

Экспериментальное оборудование включало: инфракрасная камера научного класса JADE J530SB с использованием оптического фильтра, с рабочей длиной волны 2.5 – 2.7 мкм, позволяющего регистрировать температуру в диапазоне 300 – 800 °С; видео камера Canon HF R88 для оценки задержки зажигания рассматриваемых образцов древесных строительных материалов; излучатель АЧТ-45/100/1100 Омского завода ОАО НПП «Эталон» с диапазоном изменения температуры от 100 – 1100 °С, используемый в качестве модели абсолютно черного тела (АЧТ), который имитирует источник теплового излучения с излучательной способностью, близкой к 1, с апертурой, равной 45 мм; датчик теплового потока Hukseflux SBG01 с рабочим диапазоном 0 – 100 кВт/м²; осциллограф Tektronix TDS-1002 для регистрации термо-ЭДС (электродвижущей силы, возникающей при использовании термопар);

анализатор влажности AND MX-50 для контроля влагосодержания исследуемых образцов. Размер матрицы инфракрасной камеры 320×240 пикселей. Частота ИК-съемки составляла 5 кадров в секунду [4]. Для каждого типа материала и огнезащитного состава проводилось не менее 3-х повторов.

Чтобы проанализировать площадь обугливания, устанавливается исследуемый образец перед АЧТ, далее в течении 10 минут происходит тепловое воздействие (тепловой поток 35 кВт/м²). По результатам съемки получаем набор термограмм, массив температурных данных из которых позволяет в дальнейшем анализировать площадь обугливания с течением времени [5].

Обработка данных ИК-съемки. В результате съемки на инфракрасную камеру были получены последовательности термограмм. В программном обеспечении «Altair» работа проводилась следующим образом: для начала обрабатывались данные с инфракрасной камеры. Чтобы программа считала корректно, необходимо настроить раздел радиометрии. На данном этапе обработки образца нам известны: размеры пикселя в мм, расстояние от края кадра до образца справа и расстояние от края кадра до образца слева, шаг по времени. В последствии данные экспортируются в программный комплекс Matlab для пересчета в значения площади обугливания в единицы времени с помощью оригинального кода. Выбор шага расчета площади обугливания по времени имел значения 100 кадров до 10 кадров [6].

Результаты. Экспериментально проанализировано влияние различных огнезащитных составов (огне-био защитная пропитка для древесины «ФУКАМ», «Pirilax»-Classic», «СЕНЕЖ ОГНЕБИО ПРОФ», а также огнезащитный состав «МИГ-09») на пожароопасные свойства образцов древесных строительных материалов (плоские образцы из сосны, осины и лиственницы и древесный строительный материал для имитации бруса «Блок-хаус», выполненный из сосны).

На рисунках 2-4 представлены графики изменения площади обугливания торца материала во времени для образцов ОСП, ДСП и фанеры:

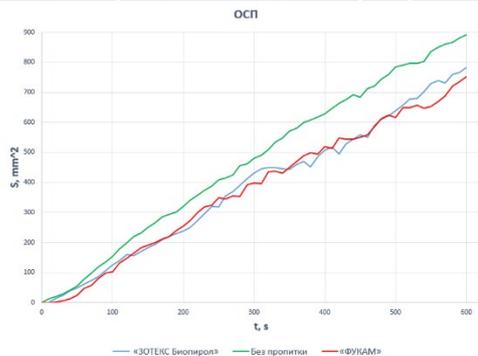


Рис. 2. График изменения площади обугливания торца материала во времени для образца ОСП

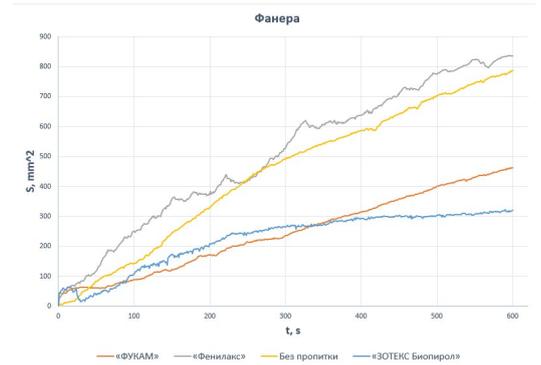


Рис. 3. График изменения площади обугливания торца материала во времени для образца фанеры

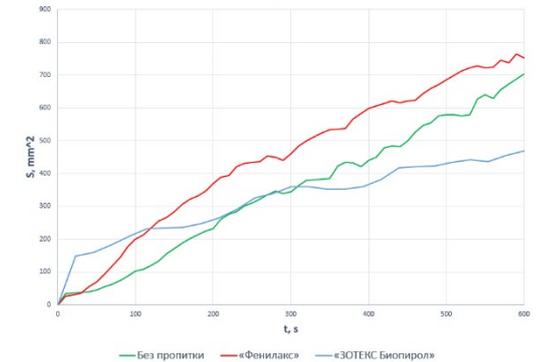


Рис. 4. График изменения площади обугливания торца материала во времени для образца ДСП

После сравнения трех строительных материалов с поверхностной огнезащитной пропиткой можно сделать вывод, что при выбранных параметрах эксперимента самым устойчивым материалом является ДСП.

При более детальном рассмотрении процесса тления по торцу образца позволяет нам проанализировать влияние пропитки, в частности, более точно оценить время работы огнезащитного состава, когда создается коксовый слой на поверхности образца, который снижает тепловую нагрузку и уменьшает скорость обугливания.

Было проанализировано влияние шага измерения значения площади обугливания, в диапазоне 10, 50 и 100 – это количество кадров, через которое экспортируется таблица температур. (рис. 5-7).

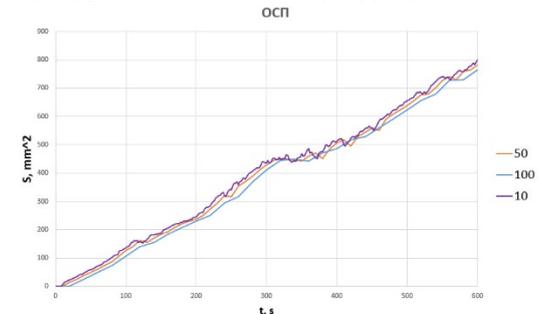


Рис. 5. Сравнение результатов расчета скорости обугливания при различном шаге: 50, 100, 150 кадров (ОСП с использованием огнезащитного состава «ЗОТЕКС Биопирол»)

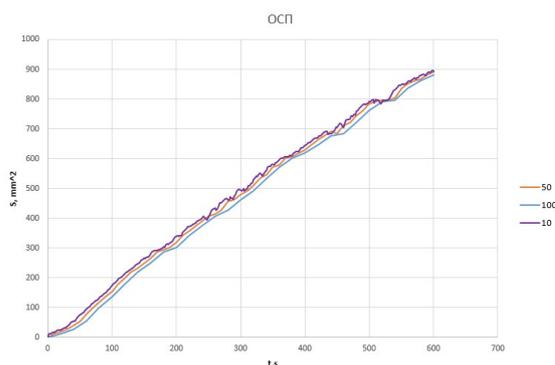


Рис. 6. Сравнение результатов расчета скорости обугливания при различном шаге: 50, 100, 150 кадров (ОСП без нанесения огнезащиты)

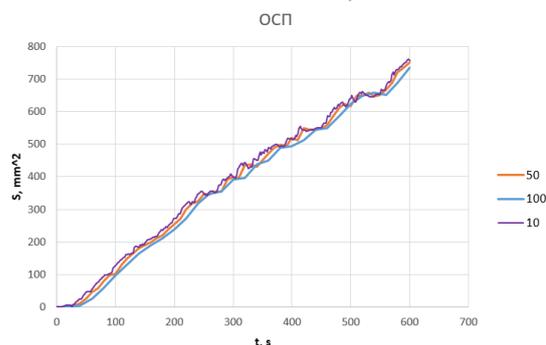


Рис. 7. Сравнение результатов расчета скорости обугливания при различном шаге: 50, 100, 150 кадров. (ОСП с использованием огнезащитного состава «ФУКАМ»)

Анализируя кривые на графиках, можно сделать следующий вывод, что при уменьшении шага измерения значения площади обугливания на торце образца более наглядной становилась картина поведения огнезащитного состава в момент начала теплового воздействия на образец. Это выражалось в появлении пиков роста площади обугливания, характерных при образовании коксового слоя на поверхности образца, способствующего отвода тепла.

При выбранных параметрах эксперимента, погрешность измерения площади обугливания составляет не более 8-10 %, что является допустимым с учетом неоднородности образцов строительных материалов и древесины, а также невозможность в точности соблюдать одинаковую глубину пропитки. Сравнительный анализ показывает, в зависимости от сорта древесины эффективность обработки поверхностными огнезащитными пропитками разных производителей поверхностей выбранных строительных материалов

не превышает 30 % на основе метода определения времени воспламенения, скорости и глубины обугливания.

Выводы. Проанализирован широкий спектр популярных на рынке огнезащитных составов, в частности: «ЗОТЕКС Биопирол», «Фенилак», «ФУКАМ», «МИГ-09» в задачах по обеспечению огнестойкости рассматриваемых строительных древесных строительных плит. Сравнительный анализ по температурам на поверхности и площади обугливания показал, что вклад огнезащитных составов во многом зависит от типа материала и типа обработки. В случае с поверхностной пропиткой наилучший показатель у ДСП.

Проведено тестирование алгоритма по оценке пределов огнестойкости строительных конструкций из древесины и проанализировано в динамике изменение во времени площади обугленной области на торце образца в плоскости, совпадающей с плоскостью наблюдения инфракрасной камеры.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 18-79-00232).

Литература

1. Асеева Р.М., Серков Б.Б., Сивенков А.Б. Горение и пожарная опасность древесины // Пожаровзрывобезопасность. 2012. № 21 (1). С. 19–32.
2. V. P. Zima, D. P. Kasymov Investigation of the Effect of the Combustion Site on Wood Specimens with the Use of IR Diagnostics // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2016, Volume 89, Issue 2, pp. 466-470. doi:10.1007/s10891-016-1397-5.
3. Э.Н. Валендик, П.М. Матвеев, М.А. Сафронов Крупные лесные пожары. - Москва: Наука, 1979. – 198 с.
4. Касымов Д. П., Агафонцев М. В., Перминов В. В., Рейно В. В., Мартынов П. С. Исследование влияния мощности теплового потока на характеристики воспламенения и обугливания древесных строительных материалов с применением методов ИК-диагностики // Вестн Том. гос. ун-та. Математика и механика. 2019. № 59. С. 65–78. DOI: 10.17223/19988621/59/7
5. Касымов Д.П., Агафонцев М.В., Перминов В.В., Рейно В.В., Разработка экспериментального метода бесконтактной диагностики и контроля пожарной опасности древесных строительных материалов и огнезащитных составов с использованием термографии // XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. сборник трудов в 4-х томах. 2019. С. 54-56.
6. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018660031 «Tempfile-v.1. Построение и анализ поля температуры по данным, полученным при помощи инфракрасной камеры JADE J530SB» /авторы: Агафонцев М.В., Касымов Д.П., Рейно В.В., Лобода Е.Л. Зарегистрирована 28.08.2018 г.