

УДК 536.46

ЕСТЕСТВЕННО-КОНВЕКТИВНОЕ ТУРБУЛЕНТНОЕ ДИФФУЗИОННОЕ ПЛАМЯ У ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Е. С. Маркус, Е. А. Кузнецов, А. Ю. Снегирёв

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург
eksmarkus@gmail.com

С помощью модели и расчетного кода FDS численно исследованы структура и динамика естественно-конвективного турбулентного диффузионного пламени у вертикальной поверхности, на которой выделяется горючий газ. Рассмотрено пламя у поверхности, через которую с заданным расходом подается газообразный пропилен. Определены требования к размеру ячеек сетки в пристеночной области, обеспечивающему пространственное разрешение структуры пограничного слоя. Показано, что расчетное значение суммарного теплового потока на поверхности согласуется с результатами измерений. Исследование зажигания и горения вертикальной пластины полностью газифицирующегося термопластика (полиметилметакрилат) с учетом реакции пиролиза материала показало, что параметры нагревателя-воспламенителя определяют длительность начального переходного периода, но слабо влияют на скорость роста мощности тепловыделения и высоту зоны пиролиза на этапе развитого горения. Выявлено значительное влияние формы, размеров и температуры нагревателя, а также бокового захвата воздуха на скорость распространения пламени вверх по поверхности пластины и на форму фронта пиролиза. Показано, что существуют критические параметры нагревателя, разделяющие затухание и переход к развитому горению. Идентифицированы три режима распространения пламени, отличающиеся формой фронта пиролиза.

Ключевые слова: моделирование пожара, горючесть материалов, турбулентное диффузионное пламя, пиролиз, сопряженный теплообмен.

DOI 10.15372/FGV20180304

ВВЕДЕНИЕ

Естественно-конвективное турбулентное диффузионное горение у вертикальной поверхности горючего материала представляет собой важный механизм развития пожара, для которого характерно тесное взаимодействие газофазного пламени и термохимического разложения (пиролиза) твердого горючего. Наиболее сложным для теоретического анализа и численного моделирования остается процесс распространения пламени по поверхности горючего материала, который зависит от нескольких факторов: ориентации поверхности горючего материала; направления распространения пламени относительно внешнего потока воздуха; геометрических параметров и степени турбулизации потока;

толщины слоя и типа горючего материала. В совокупности эти факторы определяют многообразие режимов распространения пламени по поверхности горючего материала, каждому из которых посвящено значительное количество экспериментальных, теоретических и численных исследований, обзор которых приводится, например, в работах [1, 2].

Основной интерес представляет прогнозирование скорости распространения пламени по поверхности и скорости изменения мощности тепловыделения. Существующие подходы к расчету указанных величин отличаются способами и детальностью описания твердой и газовой фаз и методом определения теплового потока на межфазной границе. При моделировании газовой фазы тепловой поток на поверхности либо задается на основе эмпирических данных [3–6], либо вычисляется в ходе численного моделирования течения и теплообмена средстами вычислительной гидродинамики [7–11].

Простейшие модели твердой фазы предполагают выделение зон инертного прогрева и пиролиза материала. При этом считается, что

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-49-02017) с использованием ресурсов суперкомпьютерного центра «Политехнический».

© Маркус Е. С., Кузнецов Е. А., Снегирёв А. Ю., 2018.

пиролиз начинается и протекает при заданной температуре поверхности и при постоянной скорости газификации — параметрах, зависящих от вида материала и являющихся исходными данными для расчета. Такой подход применяется как в аналитических моделях [3–5], так и в численных расчетах [7, 8] распространения пламени.

Более сложные и реалистичные модели горючего материала содержат модель пиролиза, протекающего в объеме слоя с конечной скоростью, зависящей от локальной температуры и глубины превращения [6, 9–11]. Примерами современных моделей пиролиза являются Груго [12], ThermaKin [13], Pyropolis [14], а также модели пиролиза в составе расчетных кодов FireFOAM и Fire Dynamic Simulator (FDS) [15].

В настоящее время примеры успешных работ по численному расчету распространения пламени встречаются достаточно редко [10, 11]. Результаты, полученные ранее с использованием одной из наиболее популярных специальных программ FDS, не вполне согласуются с экспериментальными данными [9]. Это означает необходимость тщательного исследования прогностических возможностей указанного расчетного кода.

Достоверность моделирования распространения пламени определяется точностью расчета как теплопередачи и пиролиза в слое материала, так и теплового потока, поступающего из пламени в слой горючего материала (этот поток, в свою очередь, зависит от формы и структуры газофазного пламени). Важно отметить, что необходимо определять как конвективные, так и лучистые тепловые потоки, соотношение которых существенно зависит от режима распространения пламени. Поэтому в данной работе последовательно решаются две задачи, нацеленные на анализ каждого из перечисленных факторов.

В первой части работы рассматривается естественно-конвективное диффузионное пламя, формирующееся у вертикальной твердой поверхности, через которую с заданным расходом подается газообразное горючее (пропилен). Цель исследования заключается в оценке точности расчета тепловых потоков (конвективного и лучистого) из пламени на поверхность и в определении требований к сеточному разрешению в газовой фазе. В данной постановке задачи расход газообразного горючего не зависит от теплового потока, что дает основание назы-

вать такой подход отдельным моделированием.

Во второй части работы рассматриваются зажигание и горение твердого горючего материала (полиметилметакрилат) в рамках совместного моделирования газификации материала и горения в газовой фазе. При этом учитывается тепловая обратная связь между скоростью газификации и тепловым потоком на поверхности. Данный подход открывает возможность численного прогноза динамики воспламенения материала и распространения пламени по его поверхности. Нагрев и воспламенение материала обеспечиваются тепловым излучением от внешнего источника (нагревателя). Цель данной части работы — установить влияние формы, размеров, температуры нагревателя, а также бокового захвата воздуха на скорость распространения пламени и на форму фронта пиролиза, которая определяет режим распространения пламени.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

1.1. Модель газовой фазы

В расчетах используются полевая модель и компьютерная программа FDS [15]. В основе модели лежит система уравнений Навье — Стокса для многокомпонентной реагирующей газовой смеси, которая решается численно в приближении малых чисел Маха. Турбулентное течение моделируется методом крупных вихрей (LES) с подсеточной моделью Дидорфа, в которой выражение для турбулентной вязкости через подсеточную кинетическую энергию турбулентности имеет вид $\mu_{SGS} = \rho C_v \Delta \sqrt{k_{SGS}}$, где ρ — плотность газа, $C_v = 0.1$, Δ — характерный размер ячейки сетки, $k_{SGS} = \sum_{i=1}^3 (\tilde{u}_i - \hat{u}_i)^2 / 2$, \tilde{u}_i — скорость, разрешаемая на сетке, \hat{u}_i — скорость, осредненная на расширенном сеточном шаблоне. Коэффициенты турбулентной теплопроводности λ_{SGS} и диффузии D_{SGS} вычисляются по соотношениям $\lambda_{SGS}/c_p = \mu_{SGS}/Pr_t$ и $\rho D_{SGS} = \mu_{SGS}/Sc_t$, где c_p — теплоемкость при постоянном давлении, Pr_t , Sc_t — турбулентные числа Прандтля и Шмидта (полагаются постоянными и равными 0.5).

Касательное напряжение на твердой поверхности определяется классическим методом пристеночных функций с линейным и логарифмическим профилем скорости в вязком подслое

и за его пределами: $\tau_w = \rho u_\tau^2$, где $\tilde{u}/u_\tau = \min(y^+, (\ln y^+)/\kappa + B)$, $y^+ = y u_\tau/\nu$, y — расстояние до стенки, ν — кинематическая вязкость, $\kappa = 0.41$ — постоянная Кармана, $B = 5.2$. Подсеточная вязкость в пристеночной области вычисляется с помощью демпфирующего множителя ван Дриста: $\mu_{SGS} = \rho l_{SGS}^2 \tilde{S}$, где $l_{SGS} = C_s \Delta (1 - \exp(-y^+/A))$, Δ — размер ячейки сетки, $C_s = 0.2$, $A = 26$.

Конвективный тепловой поток на поверхности материала рассчитывается одним из двух способов. По умолчанию используется приближенная формула

$$q_w'' = \alpha(\tilde{T} - T_w), \quad (1)$$

где T_w — температура стенки, \tilde{T} — разрешенная температура в пристеночной ячейке. Коэффициент теплоотдачи вычисляется как

$$\alpha = \max \left[\max \left(C |\tilde{T} - T_w|^{1/3}, \frac{\lambda}{\Delta_n/2} \right), \frac{\lambda}{L} \max(1, \text{Nu}) \right], \quad (2)$$

где первый аргумент соответствует эмпирической формуле для естественной (в случае вертикальной поверхности $C = 1.31$), а второй — для вынужденной конвекции. Здесь $\text{Nu} = 0.037 \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.33}$ — число Нуссельта, Pr — число Прандтля, Re — число Рейнольдса, в качестве масштаба длины принимается $L = 1$ м. В условиях естественной конвекции активируется первый аргумент. В свою очередь, если размер приповерхностной ячейки по нормали к поверхности Δ_n достаточно мал, то $\alpha = \lambda/(\Delta_n/2)$ и

$$q_w'' = -\lambda \frac{T_w - \tilde{T}}{\Delta_n/2}. \quad (3)$$

Второй способ расчета конвективного теплового потока на поверхности предполагает (по аналогии с расчетом касательного напряжения) линейный профиль температуры $T^+ = \text{Pr} y^+$ внутри вязкого подслоя ($y^+ \leq 11.8$) и логарифмический профиль $T^+ = (\text{Pr}_t \ln y^+)/\kappa + B_T$ за его пределами ($y^+ > 11.8$). В приведенных соотношениях $T^+ = (\tilde{T} - T_w)/T_\tau$ — безразмерная температура в центре приповерхностной ячейки, $T_\tau = q_w''/(\rho c_p u_\tau)$, $B_T = (3.85 \text{Pr}^{1/3} - 1.3)^2 + 2.12 \ln \text{Pr}$. Коэффициент

теплоотдачи, используемый в формуле (1), принимает вид

$$\alpha = \rho c_p u_\tau / T^+. \quad (4)$$

Использование линейного профиля температуры при малых значениях y^+ приводит к равенству (3).

Таким образом, если размер ячейки по нормали к поверхности достаточно мал, то при использовании обоих способов расчета коэффициентов теплоотдачи тепловой поток на поверхности вычисляется по формуле (3) с учетом градиента температуры, разрешаемого на сетке. На крупных сетках тепловой поток моделируется с помощью эмпирических формул (2) или логарифмического профиля для T^+ в равенстве (4).

Формулы (2) и (4) не учитывают вдува, который влияет на приповерхностный градиент температуры. Вызванная этим погрешность может быть существенной, если градиент температуры моделируется одним из указанных способов, т. е. при использовании грубых сеток. Если же приповерхностный градиент температуры явным образом разрешается на расчетной сетке, то наличие вдува учитывается значением этого градиента.

Для моделирования турбулентного горения применяется подсеточная модель дробления вихрей, в рамках которой рассматривается бесконечно быстрая одностадийная необратимая реакция окисления горючего, а скорость выгорания определяется интенсивностью подсеточного смешения реагентов: $m_{fuel}''' = -\rho \min(\tilde{Y}_{fuel}, \tilde{Y}_{O_2}/\sigma_{O_2})/\tau_{mix}$, где \tilde{Y}_{fuel} и \tilde{Y}_{O_2} — массовые доли горючего и кислорода, σ_{O_2} — массовый стехиометрический коэффициент. Подсеточное время смешения вычисляется с учетом временных масштабов, характерных для диффузии, турбулентного перемешивания и естественной конвекции: $\tau_{mix} = \min(\Delta^2/(D + D_{SGS}), 0.4\Delta/\sqrt{(2/3)k_{SGS}}, \sqrt{2\Delta/g})$, где D и D_{SGS} — молекулярный и подсеточный коэффициенты диффузии, g — ускорение свободного падения. Массы сажи и монооксида углерода, образующихся при расходе 1 кг горючего, полагаются постоянными и задаются в исходных данных.

Для расчета лучистого теплопереноса применяется метод контрольных объемов. Уравнение переноса энергии излучения решается с использованием 104 дискретных угловых направлений. Спектральные свойства га-

зобразных продуктов сгорания и сажи учитываются в приближении серого газа. Эффективный коэффициент поглощения смеси CO_2 , H_2O и сажи вычисляется с помощью процедуры RadCal в зависимости от локальных значений концентраций и температуры. Эмиссия излучения вычисляется по формуле $I_b = C\sigma\tilde{T}^4/\pi$, где σ — постоянная Стефана — Больцмана, \tilde{T} — разрешенная температура, а коэффициент C определяется так, чтобы доля энергии, излучаемой пламенем, составляла наперед заданное значение f_r . Такой способ расчета излучения существенно снижает требования к пространственному разрешению высокотемпературных зон в турбулентном пламени.

1.2. Модель твердой фазы

Теплопередача внутри горючего материала описывается одномерным уравнением теплопроводности с источниками, характеризующими затраты тепла в реакции пиролиза и поглощение энергии излучения. Учитывается только теплоперенос по нормали к межфазной поверхности. Материал полагается частично прозрачным для теплового излучения и характеризуется постоянным эффективным коэффициентом поглощения. Перенос энергии излучения в слое материала рассчитывается двухпоточковым методом. В граничном условии на поверхности принимаются во внимание теплопроводность и проникновение теплового излучения внутрь материала, отражение и собственное излучение поверхности, а также конвективный тепловой поток от газовой фазы.

Скорость образования горючего газа в результате пиролиза рассчитывается по уравнению Аррениуса для одностадийной реакции n -го порядка: $r_g''' = A(\rho_s/\rho_{s,0})^n \exp(-E_a/\mathcal{R}T_s)$, где $\rho_{s,0}$ и ρ_s — начальная и текущая плотности горючего материала, A и E_a — предэкспоненциальный множитель и энергия активации, \mathcal{R} — газовая постоянная, T_s — температура твердой фазы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

2.1. Пламя у вертикальной поверхности

В данной части работы воспроизводятся условия эксперимента, представленного в работах [16, 17]. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, а также с

результатами численного моделирования этого же сценария с помощью модели и расчетного кода FireFOAM [18].

Рассматривается вертикально расположенная плоская пористая горелка (ширина 0.38 м, высота 0.792 м), по поверхности которой равномерно распределен расход газообразного горючего. Массовый расход горючего (пропилен) с единицы площади поверхности горелки составляет $m''_{fuel} = 17.1 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, что соответствует тепловой мощности $\Delta h_c m''_{fuel} = 838 \text{ кВт}/\text{м}^2$ с учетом теплоты сгорания пропилена $\Delta h_c = 49 \text{ кДж}/\text{г}$. Следуя работе [18], долю излученной энергии в пламени полагали равной $f_r = 0.25$.

Расчетная область показана на рис. 1, ее высота составляет $0.06 + 0.792 + 0.66 = 1.512 \text{ м}$, ширина — 0.38 м (ширина горелки), глубина — 0.80 м. В одной плоскости с поверхностью горелки расположены охлаждаемые участки твердой стенки (нижний, высота 0.06 м, и верхний, высота 0.66 м), на которых задана постоянная температура $75 \text{ }^\circ\text{C}$. Температура поверхности горелки и поступающего газа также поддерживается постоянной и равной $75 \text{ }^\circ\text{C}$. Боковые грани расчетной области содержат теплоизолированные твердые стенки шириной 0.12 м и открытые поверхности

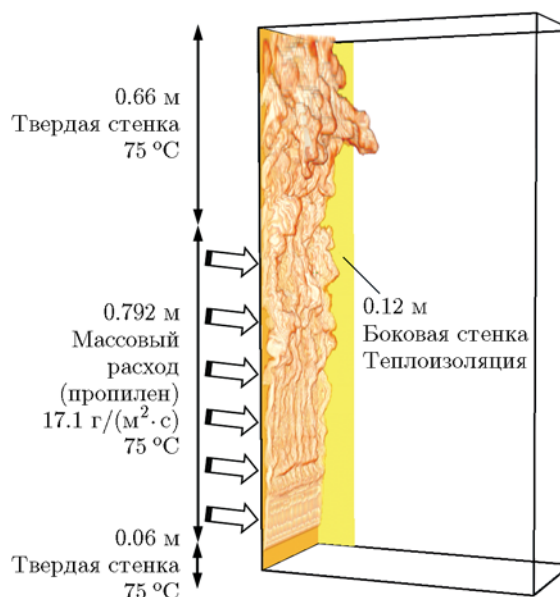


Рис. 1. Расчетная область и граничные условия:

показаны изоповерхность мощности тепловыделения $200 \text{ кВт}/\text{м}^3$ и одна из двух боковых стенок

сти. Остальные грани расчетной области открыты для движения газа.

Согласно экспериментальным данным [16] и оценкам из работы [18], толщина вязкого подслоя естественно-конвективного пограничного слоя у поверхности горелки составляет величину порядка 1 мм. Пространственное разрешение столь малого пространственного масштаба в практических расчетах труднодостижимо. Чтобы оценить погрешность расчета тепловых потоков на межфазной поверхности, в данной работе использовалась последовательность расчетных сеток с пристеночным шагом по нормали к поверхности 2, 3, 5, 10 и 15 мм. Сетка является равномерной в пристеночном блоке глубиной 0.12 м и затем постепенно растягивается по нормали к поверхности горелки. Общее количество ячеек сетки составляло от 13 650 (сетка с пристеночным шагом 15 мм) до 3 578 232 (сетка с пристеночным шагом 2 мм) ячеек.

Результаты расчетов, включая мгновенную поверхность пламени, распределения осредненных параметров в пограничном слое, а также тепловые потоки на стенке приведены ниже. Подсеточная кинетическая энергия турбулентности существенно зависит от расчетной сетки и быстро снижается при уменьшении размера ячейки (рис. 2). Важно отметить, что на грубых сетках с пристеночным шагом 5 мм и более подсеточная кинетическая энергия турбулентности возрастает вблизи твердой поверхности, что противоречит физическому смыслу. Расчеты показали, что в этом случае в центрах приповерхностных ячеек $y^+ > 11.8$ (логарифмический слой). Видно, что более мелкие сетки (при использовании которых формула для логарифмического профиля скорости не активируется) позволяют получить качественно верные зависимости, которые, однако, существенно превышают результаты расчетов, выполненных на аналогичных сетках в работе [18] с помощью кода FireFOAM с пристеночной моделью WALE.

В то же время расчетный профиль осредненной по времени температуры газа $\langle \tilde{T} \rangle$ (рис. 3), полученный на мелких сетках (приповерхностный шаг 3 мм и менее) с помощью кода FDS, лучше воспроизводит измеренные значения. Следует отметить, что температура газа и суммарный тепловой поток (рис. 4) значительно менее чувствительны к расчетной сетке, чем осредненная подсеточная кинетическая энергия.

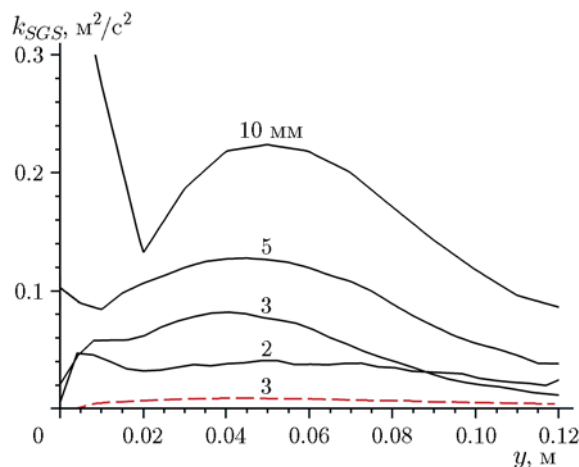


Рис. 2. Распределение осредненной подсеточной кинетической энергии (k_{SGS}) по нормали к поверхности в центральной плоскости на высоте 0.77 м над нижней кромкой горелки:

сплошные линии — расчет FDS6 с использованием пристеночных функций, штриховая линия — расчет FireFOAM с использованием модели WALE [18], цифры — пристеночный шаг сетки по нормали к поверхности

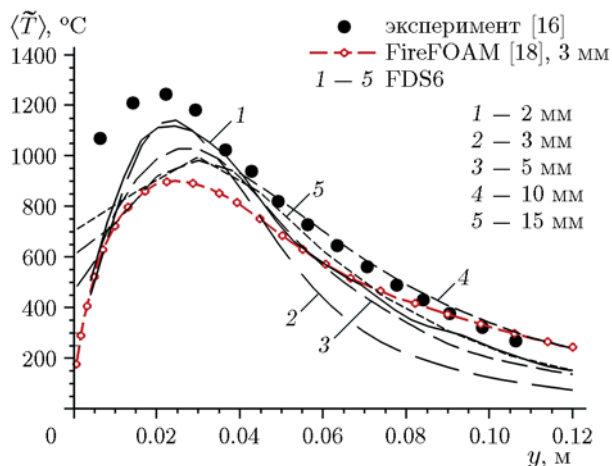


Рис. 3. Распределение осредненной температуры по нормали к поверхности в центральной плоскости на высоте 0.77 м над нижней кромкой горелки

ская энергия. Это связано с тем, что кинетическая энергия турбулентности, разрешаемая явным образом, превышает подсеточные значения, представленные на рис. 2. Кроме того, как видно из рис. 5, доминирующим тепловым потоком на вертикальной стенке оказывается радиационный поток, который слабо зависит от размера ячейки благодаря тому, что доля излученной энергии полагается заданной.

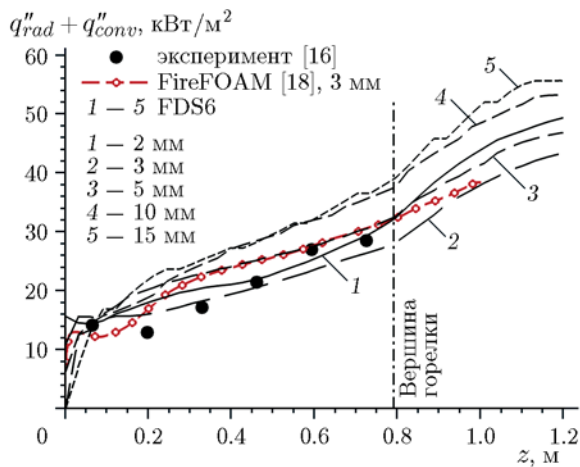


Рис. 4. Распределение суммарного теплового потока вдоль вертикальной координаты в центральной плоскости

Рис. 4 показывает удовлетворительное согласие расчетных и измеренных профилей суммарного теплового потока на поверхности. Радиационный и конвективный потоки представлены на рис. 5. Отметим, что здесь показаны результаты для конвективного потока, полученные с помощью равенства (2), которое в зависимости от сетки использует разрешаемый на сетке градиент температуры или эмпирическую формулу. Использование формулы (3), полученной в предположении линейного или логарифмического профиля температуры, привело к близким результатам (практически идентичным для сеток с приповерхностным шагом менее 5 мм).

Расчеты с помощью FDS показали, что конвективный поток на поверхности горелки (рис. 5, б) уменьшается по мере измельчения пристеночных ячеек сетки. Противоположная тенденция наблюдается при измельчении сетки в аналогичных расчетах, выполненных в работе [18] с помощью FireFOAM (см. рис. 5, б). Анализ результатов расчетов приводит к следующим выводам.

Во-первых, расчетные профили конвективного теплового потока на поверхности горелки слабо зависят от размера приповерхностных ячеек (по нормали к поверхности), если указанный размер не более 3 мм. Расчеты показали, что в этом случае значение универсальной координаты y^+ в центрах приповерхностных ячеек не превышает 11.8. В свою очередь, это означает, что приповерхностные

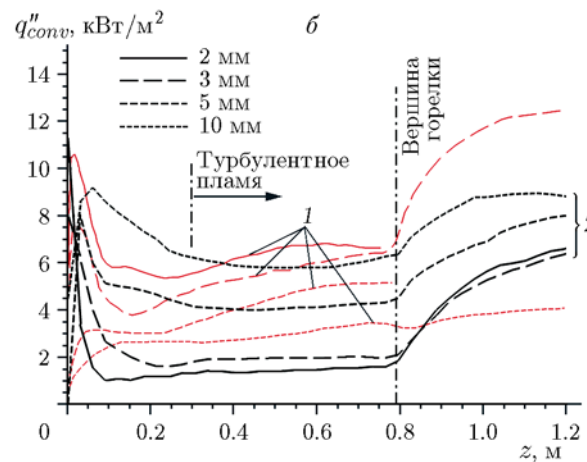
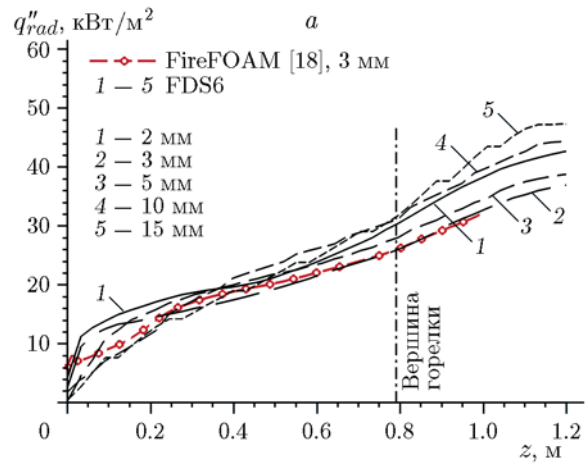


Рис. 5. Распределение тепловых потоков на поверхности вдоль вертикальной координаты в центральной плоскости: а — радиационный поток; б — конвективный поток: линии 1 — FireFOAM [18], 2 — FDS

ячейки находятся внутри вязкого подслоя. Если это условие не выполняется, то расчетный конвективный поток сильно зависит от размера приповерхностных ячеек (см. результаты для сеток с приповерхностным шагом 5 мм и более на рис. 5, б).

Во-вторых, для достаточно мелких сеток, приближенно обеспечивающих сеточную сходимость, конвективные тепловые потоки на поверхности, рассчитанные с помощью FDS в данной работе и FireFOAM в работе [18], значительно (примерно в четыре раза, см. рис. 6) различаются. Поскольку для мелких сеток центры приповерхностных ячеек находятся внутри вязкого подслоя, для определения конвективного потока на поверхности вычисляется градиент температурного поля, разрешаемого на сетке. Это значит, что причина указанно-

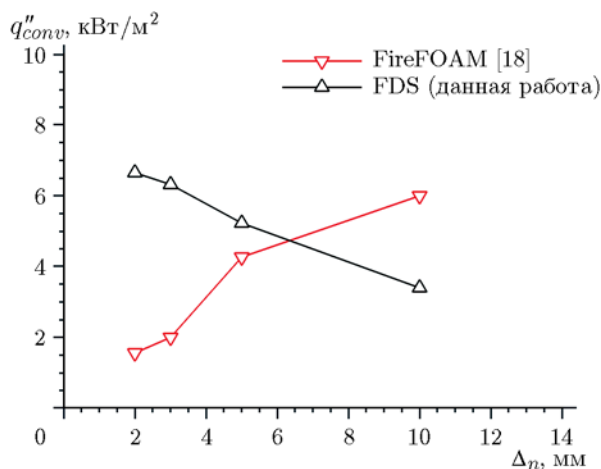


Рис. 6. Расчет зависимости значений конвективного теплового потока на вертикальной оси поверхности горелки (на высоте 0.7 м над нижней кромкой горелки) от приповерхностного шага сетки

го различия конвективных потоков заключается в способах дискретизации, используемых в разных расчетных кодах.

В-третьих, для более крупных сеток, при использовании которых в FDS применяется равенство (1) совместно с (2) или (4), различие расчетных значений конвективных потоков уменьшается и меняет знак (см. рис. 6).

В отсутствие результатов измерений конвективной составляющей теплового потока на поверхности горелки невозможно количественно оценить точность приведенных расчетов величины q''_{conv} . Однако, поскольку в рассматриваемом случае вклад конвективного потока мал по сравнению с вкладом радиационного потока, возможная погрешность расчета конвективного потока будет слабо влиять на расчетное значение суммарного теплового потока (см. рис. 4).

Можно заключить, что благодаря доминирующей роли радиационного теплового потока и фиксированной доле излученной энергии результат расчета теплового потока, воспринимаемого поверхностью горелки, слабо зависит от расчетной сетки. Отметим, что значение доли радиационной энергии $f_r = 0.25$, использованное как в работе [18], так и в данной работе, существенно ниже опубликованных экспериментальных значений для пламен с большим количеством сажи, характерным для горения пропилена. Это значит, что доля излученной энергии выступает в роли калибровочно-

го параметра, при надлежащем значении которого расчетные тепловые потоки согласуются с измеренными в экспериментах. Данный подход позволяет использовать достаточно грубые расчетные сетки для численного моделирования распространения пламени по поверхности горючего материала.

2.2. Распространение пламени вверх по вертикальной поверхности горючего материала

В данной части работы рассматриваются сценарий, экспериментально исследованный в работе [19]. Нижняя часть вертикальной пластины ПММА (ширина 0.58 м, высота 5 м, толщина 25 мм) воспламеняется внешним радиационным потоком от нагревателя-воспламенителя. Турбулентное пламя распространяется вертикально вверх и охватывает всю высоту пластины. В работе [19] измерены зависимости высоты зоны пиролиза и полной мощности тепловыделения от времени, а также вертикальные профили тепловых потоков вдоль центральной линии на поверхности горючего материала. Поскольку в эксперименте радиометры не охлаждались, можно допустить, что измеренные тепловые потоки соответствуют тем, которые поступают в слой горючего материала.

Расчетная область показана на рис. 7. Обратная сторона и боковые грани пластины горючего материала теплоизолированы. Сверху и по бокам в одной плоскости с поверхностью горючего материала установлены стальные пластины. Боковые грани расчетной области представлены твердыми непроницаемыми поверхностями, передняя грань открыта для движения газа. Нагреватель имеет форму параллелепипеда. Грань нагревателя, обращенная к поверхности горючего материала, находится на расстоянии 0.2 м от поверхности горючего материала, температура поверхности грани поддерживается постоянной.

В расчетах использовались сетки с размером пристеночных ячеек $16 \div 25$ мм, т. е. более грубые, чем в предыдущем параграфе. Однако указанный размер ячеек достаточен для разрешения крупномасштабных пульсаций нестационарного турбулентного пламени и позволяет воспроизводить его высоту. В частности, отношение характерного пространственного масштаба естественно-конвективного пламени $D^* = (\dot{Q}/(\rho_0 c_{p,0} T_0 \sqrt{g}))^{2/5}$ (где \dot{Q} — мощность тепловыделения в пламени, ρ_0 , $c_{p,0}$ и

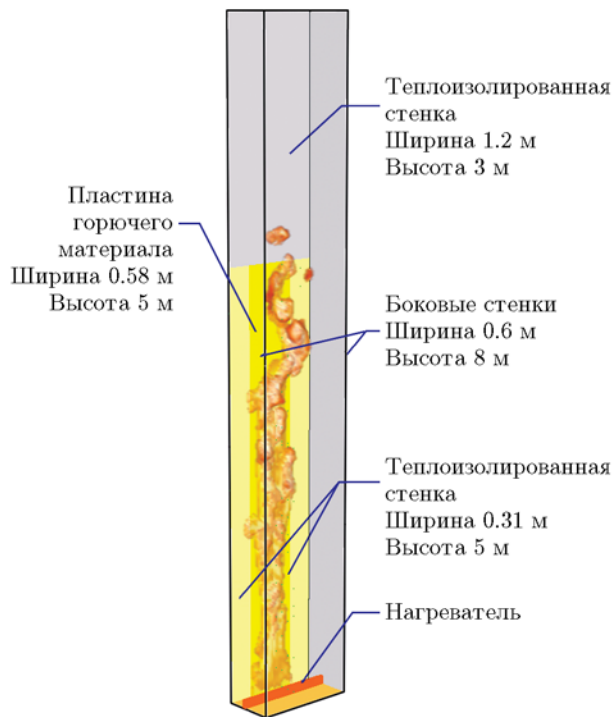


Рис. 7. Расчетная область и мгновенная изоповерхность мощности тепловыделения 200 кВт/м³

T_0 — плотность, теплоемкость и температура окружающего воздуха) к характерному размеру ячейки сетки превышает 10, что соответствует рекомендациям, принятым в инженерной практике [15].

ПММА — полностью газифицирующийся термопластик с хорошо изученными свойствами. С учетом опубликованных данных были использованы следующие значения коэффициента теплопроводности, плотности и теплоемкости: $\lambda = 0.21$ Вт/(м·К), $\rho = 1190$ кг/м³, $c = 1.377$ кДж/(кг·К). Степень черноты поверхности горючего материала равна $\varepsilon = 0.9$. Кинетические параметры реакции пиролиза приняты следующими: $n = 1$, $A = 8.5 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, $E_a = 188$ кДж/моль, теплота газификации $\Delta h_g = 870$ кДж/г, коэффициент поглощения теплового излучения $\kappa = 2700$ м⁻¹. Выход сажи полагаги равным 0.01 кг/(кг горючего), образование СО не учитывали.

Данное исследование показало, что режим распространения пламени в значительной степени зависит от ширины, высоты и мощности нагревателя.

На рис. 8 приведены зависимости мощности тепловыделения \dot{Q} и высоты зоны пироли-

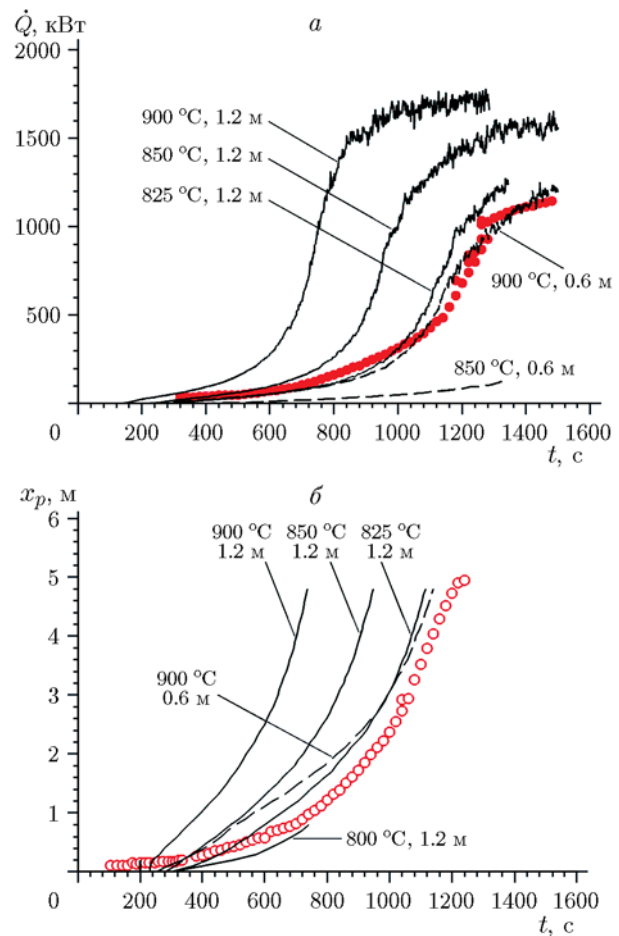


Рис. 8. Зависимость мощности тепловыделения (а) и высоты зоны пиролиза (б) от времени:

линии — расчет, приведены значения температуры и ширины нагревателя, значки — измерения [19]

за x_p от времени при разных значениях температуры поверхности и ширины нагревателя. Эти зависимости представляют собой последовательность переходного периода и этапа развитого горения. В самом деле, зависимости на рис. 8 характеризуются длительным временным промежутком после начала нагрева, в течение которого мощность тепловыделения (и площадь поверхности пластины, охваченная пламенем) растет очень медленно и остается достаточно малой. По истечении указанного промежутка (будем называть его переходным периодом) наблюдаются быстрое распространение зоны пиролиза и рост мощности тепловыделения (этап развитого горения). Данные рис. 8 показывают, что параметры нагревате-

ля определяют длительность переходного периода, но практически не влияют на скорость роста \dot{Q} и x_p на этапе развитого горения.

Следует отметить, что в описании эксперимента [19] отсутствуют параметры нагревателя. В соответствии с расчетами, воздействие нагревателя, излучающая поверхность которого имеет температуру 900°C и ширину 0.6 м , приводит к такой динамике роста мощности тепловыделения и высоты зоны пиролиза, которая с хорошей точностью воспроизводит экспериментальную. При изменении параметров нагревателя происходит резкая смена сценариев: даже достаточно малое изменение характеристик нагревателя может вызвать либо быстрое увеличение мощности тепловыделения, либо затухание горения. Другими словами, существуют критические параметры нагревателя, превышение которых обеспечивает переход к развитому горению.

Как показано на рис. 9, результаты расчета теплового потока, полученного горючим материалом в зоне пиролиза, согласуются с данными измерений.

Расчеты свидетельствуют о существовании трех качественно разных режимов распространения пламени, отличающихся формой фронта пиролиза.

Осевой режим характеризуется проскоком пламени вдоль вертикальной оси (центральной линии) с образованием сужения — «шейки» (рис. 10, *a*). Данный режим наблюдается в рас-

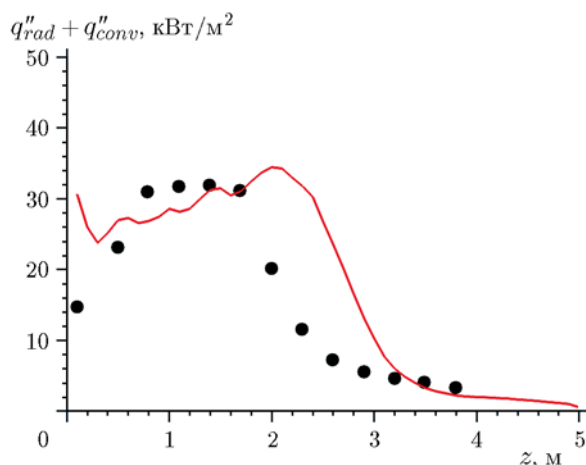


Рис. 9. Распределение теплового потока, полученного горючим материалом, по высоте пластины:

момент времени — 900 с , температура нагревателя — 825°C , его ширина — 1.2 м ; линия — расчет, значки — измерения [19]

четах в случае невысокого (менее 0.1 м) нагревателя малой мощности (температура излучающей поверхности ниже 1000°C), что приводит к неравномерному нагреву нижней части пластины горючего материала. В отсутствие боковых стенок имеет место интенсивное боковое вовлечение холодного воздуха, которое приводит к сужению зоны пиролиза в нижней части пластины.

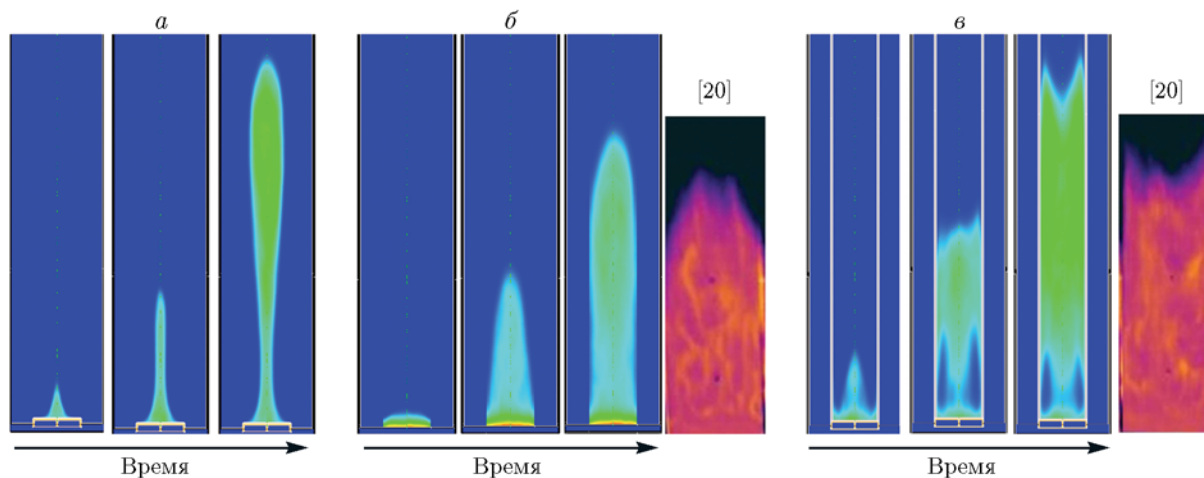


Рис. 10. Режимы распространения пламени по вертикальной поверхности горючего материала: *a* — осевой, *б* — первый фронтальный, *в* — второй фронтальный режим; показаны поля мгновенной скорости выгорания материала ($0 \div 6\text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$) в три последовательных момента времени, а также (для фронтальных режимов) экспериментально наблюдаемая форма пламени из работы [20]

Первый фронтальный режим сопровождается формированием выпуклого фронта пиролиза по всей ширине пластины (см. рис. 10, б). Этот режим имеет место при более равномерном и интенсивном нагреве нижней части пластины и воспроизводится в расчетах при следующих параметрах нагревателя: высота $0.1 \div 0.3$ м, ширина 1.2 м, температура излучающей поверхности более 1000 °С. Данный режим достаточно часто наблюдался в экспериментах, например в работе [20].

Второй фронтальный режим реализуется при наличии боковых вертикальных стенок, располагаемых по краям от пластины горючего материала. При этом также формируется фронт пиролиза по всей ширине пластины, но форма фронта вогнутая. Такая форма обусловлена рециркуляцией горячего газа, возникающей при обтекании боковых стенок. Рециркуляция интенсифицирует прогрев горючего материала и увеличивает скорость распространения пламени в окрестности боковых стенок. Фронтальный режим с вогнутым фронтом также наблюдался в экспериментах [20], как показано на рис. 10, в.

Отметим, что в расчетах не удалось воспроизвести плоскую форму фронта пиролиза, при которой площадь горящей поверхности пластины (и, при равномерном выгорании, мощность тепловыделения) пропорциональна высоте зоны пиролиза. Таким образом, связь мощности тепловыделения и высоты зоны пиролиза различна в разных режимах распространения пламени, и это необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных и при использовании приближенных аналитических моделей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью модели и расчетного кода FDS численно исследованы структура и динамика естественно-конвективного турбулентного диффузионного пламени у вертикальной поверхности, на которой выделяется горючий газ. Рассматриваемая постановка задачи соответствует распространению пламени по вертикальной поверхности твердого горючего материала — важному механизму развития пожара. Достоверность моделирования распространения пламени по поверхности горючего материала определяется точностью расчета теплового потока, поступающего из пламени в слой,

а также точностью расчета теплопередачи и скорости пиролиза в слое материала.

В первой части работы рассмотрено естественно-конвективное турбулентное диффузионное пламя у вертикальной твердой поверхности, через которую с заданным расходом подается газообразный пропилен. Численные расчеты, выполненные на последовательности сеток, показали, что пространственное разрешение осредненной структуры пограничного слоя требует использования расчетных сеток с размером ячеек по нормали к поверхности не более 3 мм. В этом случае приповерхностные ячейки находятся внутри вязкого подслоя. В отличие от ранее опубликованных результатов, полученных с помощью расчетного кода FireFOAM и пристенной модели WALE, конвективный тепловой поток на поверхности уменьшается при уменьшении размера ячеек сетки в пристеночной области. Оценка погрешности расчета конвективного теплового потока затруднена из-за отсутствия экспериментальных данных по вкладам конвективного и радиационного потоков, измеренных по отдельности. В то же время радиационный тепловой поток из пламени достаточно слабо зависит от размера ячеек сетки. Это обусловлено способом расчета эмиссии излучения, принятой пропорциональной мощности тепловыделения при горении. Если радиационный поток доминирует в тепловом балансе на поверхности, то при надлежащем выборе доли излученной энергии расчетное значение суммарного теплового потока на поверхности согласуется с результатами измерений.

Во второй части работы рассмотрено зажигание и распространение пламени вверх по вертикальной поверхности полностью газифицирующегося термопластика (полиметилметакрилат) в рамках совместного моделирования газификации материала и горения в газовой фазе и с учетом тепловой обратной связи между скоростью газификации и тепловым потоком на поверхности. Расчеты показали, что параметры нагревателя-воспламенителя определяют длительность начального переходного периода, но практически не влияют на скорость роста мощности тепловыделения и высоту зоны пиролиза на этапе развитого горения. В то же время выявлено значительное влияние формы, размеров и температуры нагревателя, а также бокового захвата воздуха на скорость распространения пламени, на форму фронта

пиролиза. Изменение параметров нагревателя приводит к резкой смене сценариев, от затухания горения до быстрого увеличения мощности тепловыделения и полного охвата пламенем поверхности пластины. Идентифицированы три режима распространения пламени, отличающиеся формой фронта пиролиза: осевой режим с проскоком пламени вдоль вертикальной оси, первый и второй фронтальный режимы с формированием выпуклого и вогнутого фронтов пиролиза по всей ширине пластины.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hirano T., Saito K.** Fire spread phenomena: The role of observation in experiment // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 1994. — V. 20, N 6. — P. 461–485.
2. **Hasemi Y.** Surface flame spread // *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering.* — 5th Ed. — Springer, 2016. — P. 705–723.
3. **Saito K., Quintiere J. G., Williams F. A.** Upward flame spread // *Fire Safety Science: Proc. of the 1st Intern. Symp., IAFSS.* — 1986. — P. 75–86.
4. **Hasemi Y.** Thermal modeling of upward wall flame spread // *Fire Safety Science: Proc. of the 1st Intern. Symp., IAFSS.* — 1986. — P. 87–96.
5. **Delichatsios M. A., Saito K.** Upward fire spread: Key flammability properties, similarity solutions and flammability indices // *Fire Safety Science: Proc. of the 3rd Intern. Symp., IAFSS.* — 1989. — P. 217–226.
6. **Leventon I. T., Li J., Stoliarov S.** A flame spread simulation based on a comprehensive solid pyrolysis model coupled with a detailed empirical flame structure representation // *Combust. Flame.* — 2015. — V. 162. — P. 3883–3895.
7. **Yan Z., Holmstedt G.** CFD simulation of upward flame spread over fuel surface // *Fire Safety Science: Proc. of the 5th Intern. Symp., IAFSS.* — 1997. — P. 345–356.
8. **Lewis M. J., Rubini P. A., Moss J. B.** Field modelling of non-charring flame spread // *Fire Safety Science: Proc. of the 6th Intern. Symp., IAFSS.* — 2000. — P. 683–694.
9. **Kwon J.-W., Dembsey N. A., Lautenberger C. W.** Evaluation of FDS V. 4: Upward flame spread // *Fire Technol.* — 2007. — V. 43. — P. 255–284.
10. **Pizzo Y., Lallemand C., Kacem A., Kaiss A., Gerardin J., Acem Z., Boulet P., Porterie B.** Steady and transient pyrolysis of thick clear PMMA slabs // *Combust. Flame.* — 2015. — V. 162, N 1. — P. 226–236.
11. **Kacem A., Mense M., Pizzo Y., Boyer G., Suard S., Boulet P., Parent G., Porterie B.** A fully coupled model for open air combustion of horizontally-oriented PMMA samples // *Combust. Flame.* — 2016. — V. 170. — P. 135–147.
12. **Lautenberger C., Fernandez-Pello C.** Generalized pyrolysis model for combustible solids // *Fire Saf. J.* — 2009. — V. 44. — P. 819–839.
13. **Stoliarov S. I., Lyon R. E.** Thermo-kinetic model of burning // *Rep. No DOT/FAA/AR-TN08/17.* — U. S. Department of Transportation, Federal Aviation Administration, 2008.
14. **Snegirev A., Talalov V., Stepanov V., Harris J.** A new model to predict pyrolysis, ignition and burning of flammable materials in fire tests // *Fire Saf. J.* — 2013. — V. 59. — P. 132–158.
15. **McGrattan K., Hostikka S., McDermott R., Floyd J. K., Weinschenk C., Overholt K.** *Fire Dynamics, Simulator Technical Reference Guide. V. 1: Mathematical Model.* — NIST Special Publication 1018-1. — 6th ed. — 2017.
16. **de Ris J. L., Markstein G. H., Orloff L., Beaulieu P. A.** Flame heat transfer. Part I: Pyrolysis Zone // *Tech. Rep. J. I. 0D0J9.MT.* — Factory Mutual Research Corporation, 1999.
17. **de Ris J. L., Markstein G. H., Orloff L., Beaulieu P. A.** Similarity of turbulent wall fires // *Fire Safety Science: Proc. of the 7th Intern. Symp., IAFSS.* — 2002. — P. 259–270.
18. **Ren N., Wang Y., Vifayeau S., Trouve A.** Large eddy simulation of turbulent vertical wall fires supplied with gaseous fuel through porous burners // *Combust. Flame.* — 2016. — V. 169. — P. 194–208.
19. **Wu P. K., Orloff L., Tewarson A.** Assessment of material flammability with the FSG propagation model and laboratory test methods // *13th Joint Panel Meeting of the UJNR Panel on Fire Research and Safety, USA, NIST, Gaithersburg, MD, 1996.*
20. **Tsai K.-C.** Influence of sidewalls on width effects of upward flame spread // *Fire Saf. J.* — 2011. — V. 46. — P. 294–304.

*Поступила в редакцию 25/VIII 2017 г.,
в окончательном варианте — 24/X 2017 г.*