

УДК 536.331

*В. Р. Соболев¹, П. Н. Гоман², О. Н. Мазуренко³***К ДИНАМИКЕ ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ
В СЛОЕ ОРГАНИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА ПРИ РАДИАЦИОННОМ ОБОГРЕВЕ
ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

Исследован процесс формирования температурного поля в слое слабопроводящей среды на примере древесины и зеленого мха при одностороннем радиационном воздействии потока энергии и контактном теплоотводе через противоположную тыльную поверхность материала на асбестоцементную опору. Результаты эксперимента сопоставлены с данными расчета на основе соотношений нестационарного теплообмена в приближениях замкнутости и открытости системы. Конкретизированы условия подавленности теплоотвода, выявлена роль энергообмена при длительном воздействии лучистой радиации для оценок параметров термической устойчивости родственных материалов. Полученные данные могут быть использованы для управления радиационными потоками при обработке древесины, эффективного обогрева жилых и производственных помещений, совершенствования методов противодействия интенсивным потокам энергии и предотвращения распространения огня в населенных пунктах, парковых и лесных зонах.

Ключевые слова: температура, температурный градиент, тепловой поток, теплопроводность, теплоемкость, нагрев, теплоотвод, древесина, зеленый мох, воспламеняемость.

Введение. При совершенствовании систем тепловой защиты, включая методы повышения устойчивости материалов к действию интенсивных лучистых потоков и увеличения рабочего ресурса элементов тепловой изоляции, которая подвержена разрушению или возгоранию, требуется оценивать быстроту и эффективность накопления тепловой энергии в наиболее уязвимых местах защитной конструкции и по всему ее объему. Быстрота прогрева и достижения критического к возгоранию состояния материала, в том числе и материала органической природы в составе крупных и мелких фрагментов древесины или напочвенного покрова (лишайника, мха, опада хвои, листвы), определяется скоростью распространения теплового фронта по объему материала и величиной температурного градиента в нем. Концептуально аналитическая постановка подобной задачи достаточно известна и формализуется в приближении нестационарных соотношений энергетического баланса, записываемых в каждой точке среды в виде дифференциального уравнения второго порядка в частных производных по времени и пространству. Для получения решения, отвечающего конкретной ситуации, уравнение теплопроводности дополняется граничными и начальными условиями связи рассматриваемой среды с окружением, включая механизмы поступления и отвода энергии (см., например, [1–6]).

В абстрактном виде задача устойчивости материала к интенсивным потокам тепла достаточно сложна, поскольку в течение временного интервала воздействия тепла граничные условия неоднозначны, т. е., по сути, не стационарны, и должны быть согласованы с тепловым состоянием образца и с окружающей средой. Это касается как плотных материалов, так и рыхлых негомогенных растительных органических веществ, у которых процессы передачи и накопления тепла усложняются из-за присутствия нескольких фаз. В итоге низкоплотные среды проявляют склонность к возгоранию при достаточно слабом нагреве. Указанное обстоятельство затрудняет формирование адекватных представлений о воздействии потока энергии на тепловое состояние указанных материалов. Соответственно имеющиеся в литературе данные по поведению органических сред при действии на них радиации касаются в основном процессов тепломассопереноса при подсушивании и удалении влаги из объема материалов [7–9]. Однако отсутствуют данные о закономерностях формирования температурного поля в древесине и родственных органических средах (опилки, листва, мох, опад хвои и т. д.), которые, по существу, и определяют быстроту испарения влаги из этих материалов и интенсивность их пиролиза.

В данной работе представлены результаты исследования воздействия интенсивного потока лучистой энергии на указанные органические материалы. Для этих целей экспериментально смоделированы условия воздей-

¹Белорусский государственный педагогический университет им. М. Танка. 220050, г. Минск, ул. Советская, 18; э-почта: vrsobol@mail.ru; ²Государственное учреждение образования "Командно-инженерный институт" МЧС Республики Беларусь, 220118, г. Минск, ул. Машиностроителей, 25; ³Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований. 220072, г. Минск, просп. Независимости, 66. Поступила 23.02.2012.

ствия энергии, излучаемой точечными или протяженными тепловыми источниками, в том числе факелом пламени в условиях пожара на открытой местности. Выявлены закономерности прогревания облучаемого слоя материала и установлена степень влияния состояния среды на распределение тепла в начальные и последующие моменты разогрева, что позволяет оценить быстроту достижения критического состояния материала по воспламенению для условий его связи с окружающей средой, близких к реально существующим.

Постановка задачи, техника эксперимента и метод расчета. Для условий, когда теплоотвод из материала в окружающую среду не подавляется и его окружение представляет собой систему с бесконечной теплоемкостью, очевидно, что температура в любой точке определяется быстротой его нагрева и отвода энергии, в том числе перепадом температур между поверхностью материала и его окружением. При длительном разогреве вещества он все сильнее отдает энергию в окружающую среду и скорость приближения его к критическому состоянию является нелинейной функцией температуры и времени.

С учетом сказанного при выявлении огневой стойкости способных к горению деревянных и иных органических сред целесообразно сочетать аналитические и экспериментальные методы исследования, поскольку эксперимент позволяет конкретизировать граничные условия на различных стадиях нагревательного процесса. При наличии таких опытных данных возможно осуществление аналитического обобщения закономерностей разогрева материала с использованием простых моделей для локальных временных промежутков. Такой подход позволяет упростить процедуру анализа воздействия лучистой энергии различной интенсивности и выявить обоснованные нормы такого воздействия с учетом тепловых характеристик материала и условий отвода тепла от него. Комплексное исследование процесса позволяет достаточно просто оценить тепловые поля и огневую стойкость объекта к действию излучения, в том числе и вблизи открытых участков пламени, распространяющегося по напочвенному покрытию при возгораниях в промышленных, сельскохозяйственных и лесных зонах.

Эксперименты выполнены с использованием лабораторной установки, предназначенной для определения параметров воспламеняемости строительных материалов, которая может быть использована для моделирования воздействия лучистого потока на распределение температуры по толщине слоя облучаемого образца (рис. 1).

Установка включает источник радиации, опорную станину в сочетании с подвижной платформой для позиционирования тестируемых материалов, систему контроля плотности потока и оборудование для регистрации параметров температурного поля в образце [10, 11]. Конструктивно излучатель является коническим элементом с расположенным в нем нагревателем в виде электрических спиралей диаметром около 9 мм и номинальной мощностью 3 кВт, который обеспечивает заданный уровень лучистого потока в отверстии защитной плиты диаметром 150 мм. Проба расположена на асбестоцементном листе толщиной 0,01 м, который находится на держателе, установленном на подвижной платформе, позволяющей вводить образец в зону разогрева и извлекать его.

Для древесины применены сплошные цельные фрагменты стволов в форме дисков; для напочвенной органической растительности пробы формовали путем наполнения изоляционного асбестового кольца исследуемым веществом до требуемой плотности. Для измерения распределения температуры по глубине образца твердой породы (древесина) создавались радиальные цилиндрические каналы, в которые были введены термопарные преобразователи. Для рыхлых образцов чувствительные элементы термопар фиксировали за счет жесткости несущей основы (рис. 2).

Защитные экраны предотвращали действие паразитных тепловых потоков. По мере воздействия лучистой энергии на исследуемый образец его температура и температура изолирующего кольца с асбестоцементной опорой начинает повышаться. Из-за большой массы и теплоемкости оснастки процесс прогревания образца

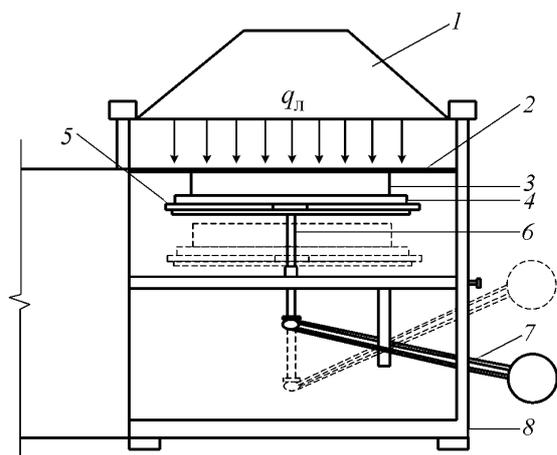


Рис. 1. Принципиальная схема установки для исследования температурного поля в материале, подвергнутом лучистому обогреву: 1 — радиационная панель с нагревательным элементом; 2 — защитная плита; 3 — кольцо из асбеста для расположения образца; 4 — асбестоцементный лист; 5 — держатель образца в форме лопатки; 6 — передвижная платформа; 7 — рычаг с противовесом; 8 — опорная станина в сборе

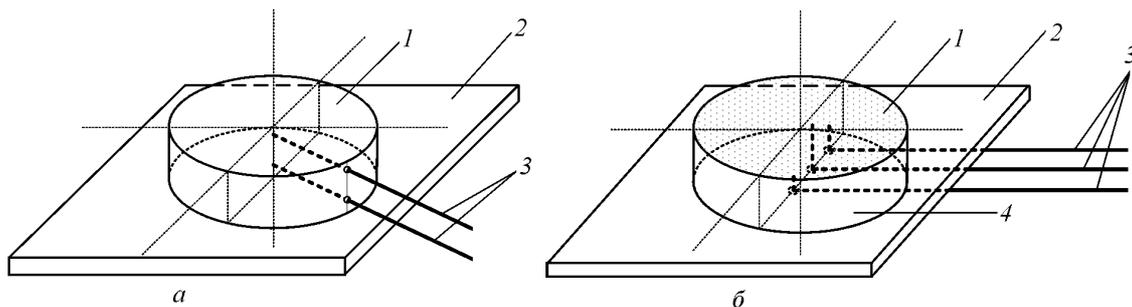


Рис. 2. Вид образца и схема расположения термопарных датчиков при исследовании термической устойчивости древесины (а) и мха (б): 1 — образец; 2 — асбестоцементный лист; 3 — термопарные датчики; 4 — кольца из асбеста для расположения образца

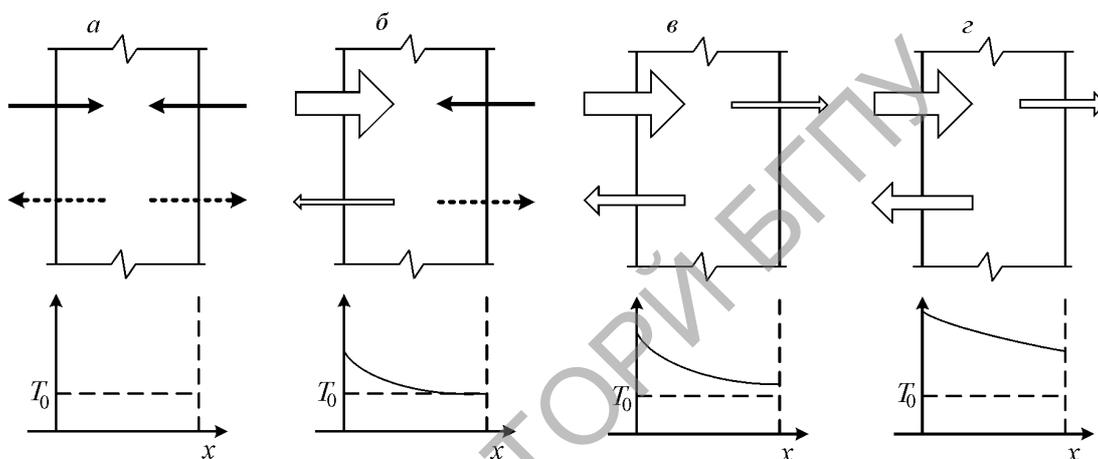


Рис. 3. Схема входящих и выходящих тепловых потоков на различных стадиях обогрева материала

достаточно инерционен, так что, контролируя температуру тыльной стороны разогреваемого слоя и поверхности опоры, можно оценить степень паразитной теплоотдачи и ее влияние на условия связи образца с окружающей средой. Для данного случая задача формализуется в виде плоского слоя толщиной D , который имеет лицевую облучаемую поверхность ($x = 0$) и располагается на асбестоцементной поверхности опоры своей тыльной стороной ($x = D$).

В исходном состоянии материал имеет температуру окружающей среды T_0 . При воздействии на материал лучистого потока, его величину, фактически поглощенную лицевой гранью материала, будем обозначать в приближении серого тела через q (рис. 3).

Условно процесс разогрева образца можно разделить на четыре стадии: а) исходное состояние (до включения обогрева образец находится в равновесии с окружением, входящие и выходящие тепловые потоки равны); б) начальная стадия (энергия поглощается только лицевой поверхностью материала) без теплоотдачи за счет инерционности и конечности скорости распространения тепла; в) промежуточная стадия (перепад температур лицевой и тыльной граней с T_0 стимулирует теплоотдачу и скорость роста температуры образца замедляется); з) стадия асимптотического температурного состояния (наступает при длительном воздействии), к которому стремится любая открытая система. С приближением к динамическому равновесию количество поступающей и отводимой энергии выравнивается и температурное поле материала стремится к стационарному состоянию. Для материалов органической природы реализация стадий б, в, и з зависит от их устойчивости к соответствующим температурам.

Методика измерения и результаты эксперимента. В ходе измерений установлено, что способность таких рыхлых материалов, как лишайник, опад хвой, листва и мох, являющихся основными составляющими лесного напочвенного покрова, аккумулировать и передавать тепло зависит в большей степени от их влажности и плотности, чем от вида, что можно объяснить общностью органической природы этих материалов. Различия в температуре указанных материалов при одинаковой их влажности и плотности для потоков энергии $q = 5-$

30 кВт/м² находятся в пределах 10 К ввиду близости их тепловых характеристик [12]. Поэтому в дальнейшем характерные особенности температурного поля этих материалов отображены на примере древесины сосны и зеленого мха как модельных сред, позволяющих описать процесс прогрева исследуемых материалов в наиболее широких пределах изменения их плотности и влажности.

Закономерности формирования температурного поля $T(x)$ указанных материалов и его изменения с течением времени $T(t)$ качественно подобны. Температура областей, ближайших к их облучаемой поверхности, по сравнению с другими участками более высокая и возрастает быстрее с течением времени. Формирование поля $T(x)$ по объему зависит от его плотности, что определяет быстроту накопления тепловой энергии в материале в зависимости от его теплоемкости и теплопроводности (рис. 4–6).

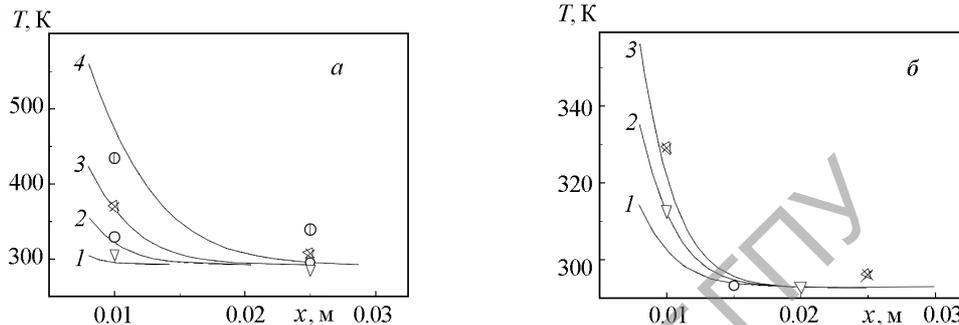


Рис. 4. Распределение температуры в слое древесины сосны при воздействии радиационного потока энергии плотностью $q = 30 \text{ кВт/м}^2$ в моменты времени $t = 1 \text{ мин}$ (1), 2 (2), 3 (3) и 5 (4) при $D = 0.035 \text{ м}$, $\lambda = 0.023 \text{ Вт/(м·К)}$, $c = 2800 \text{ Дж/(кг·К)}$, $\rho = 560 \text{ кг/м}^3$ и $W \approx 40\%$ (а) и потоков энергии плотностью $q = 10 \text{ кВт/м}^2$ (1), 20 (2) и 30 (3) при $t = 120 \text{ с}$, $D = 0.035 \text{ м}$, $\lambda = 0.023 \text{ Вт/(м·К)}$, $c = 2800 \text{ Дж/(кг·К)}$, $\rho = 560 \text{ кг/м}^3$ и $W \approx 40\%$ (б). Точки — эксперимент, кривые — расчет

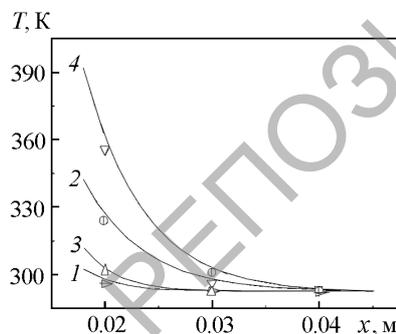


Рис. 5. Распределение температурного поля в слое мха, при воздействии радиации в некоторые моменты времени при $D = 0.045 \text{ м}$, $\lambda = 0.12 \text{ Вт/(м·К)}$, $c = 3000 \text{ Дж/(кг·К)}$, $\rho = 107 \text{ кг/м}^3$ и $W = 150\%$: 1 — $q = 5 \text{ кВт/м}^2$, $t = 2 \text{ мин}$; 2 — 5 и 4; 3 — 10 и 2; 4 — 10 и 4. Точки — эксперимент, кривые — расчет

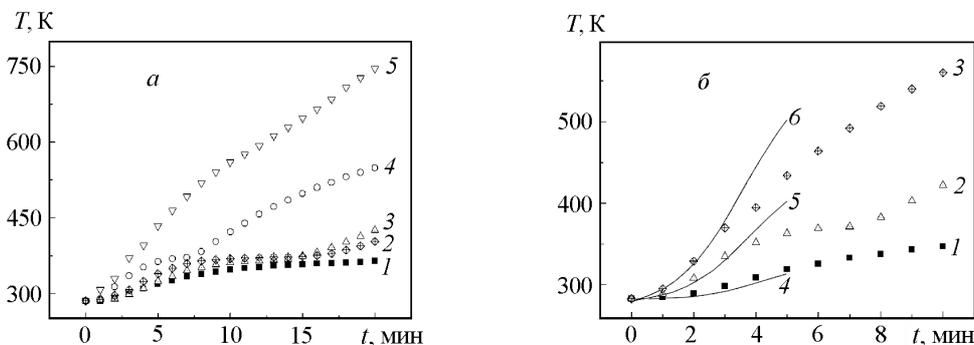


Рис. 6. Температурное поле в слое древесины сосны (а) и сравнение эксперимента расчета (б) при $D = 0.035 \text{ м}$, $\rho = 560 \text{ кг/м}^3$, $W \approx 40\%$ для различных значений q и x : а) 1 — $q = 10 \text{ кВт/м}^2$ и $x = 0.015 \text{ м}$; 2 — 30 и 0.025; 3 — 20 и 0.02; 4 — 20 и 0.01; 5 — 30 и 0.01; б) 1, 4 — $q = 10 \text{ кВт/м}^2$ и $x = 0.015 \text{ м}$; 2, 5 — 20 и 0.01; 3, 6 — 30 и 0.01. Точки — эксперимент, кривые — расчет

Распределение температуры $T(x)$ в образце древесины, подвергнутом радиационному потоку с плотностью энергии $q = 30 \text{ кВт/м}^2$ (рис. 4, а), позволяет судить о величине градиента dT/dx по глубине образца. На отрезке времени до 5 мин обнаруживается значительное увеличение градиента температуры вблизи поверхности образца. Длительность начальной стадии зависит от интенсивности поглощаемого потока и уменьшается с ее увеличением (рис. 4, б). Низкая температура тыльной части образца отвечает приближению слабого теплового обмена с окружением в течение времени экспозиции.

Для слоя мха (рис. 5) стадия начального разогрева еще короче: так, при плотности потока радиации $q = 5 \text{ кВт/м}^2$ температура задней грани образца удерживается на значении 300 К в течение не более 4 мин. Характер изменения температуры материала с течением времени в значительной степени определяется близостью точки наблюдения к облучаемой поверхности (рис. 6–8).

Как следует из рис. 6, древесина разогревается довольно значительно только при плотности радиационного потока порядка 30 кВт/м^2 . При указанном потоке прирост температуры на всем интервале экспозиции почти одинаков с незначительным уменьшением после 10 мин обогрева. Для меньших потоков наблюдается замедление прироста температуры образца после достижения уровня $T = 330\text{--}350 \text{ К}$.

Подобное замедление можно интерпретировать изменением тепловых параметров материала в процессе нагрева, при этом быстрота прохода через временную область трансформации параметров зависит от величины поглощаемой энергии.

Сравнение результатов для древесины и мха показывает, что поведение $T(t)$ качественно не отличается для образцов из твердых пород и материалов более рыхлой консистенции. В течение всего времени экспозиции функция $T(t)$ является более однообразной для древесины, чем для мха (рис. 7). Отмечаются существенные различия законов изменения температуры материалов различной плотности. Для менее плотной среды температура в приповерхностной области образца резко возрастает за времена экспозиции порядка 10 мин с последующим переходом к более плавному росту. В более плотной среде имеется участок стабилизации температуры на уровне 320 К.

Как и для древесины, временной характер прироста температуры в слое мха существенно зависит от точки наблюдения. Температура ближних к лицевой поверхности точек резко возрастает в течение первых 5 мин с последующим переходом к насыщению, температура точек в области тыльной стороны возрастает более медленно на протяжении всего времени экспозиции. В середине образца температура вначале после быстрого роста выходит на участок, похожий на стабилизацию, а затем по истечении нескольких минут продолжает увеличиваться вначале быстро с трансформированием в закон медленного роста.

Показательно в этом смысле сравнение поведения временной зависимости температуры слоя асбестоцементного листа, используемого в качестве несущей подложки для рассматриваемых образцов (рис. 8). Для двух значений плотности радиационного потока — 20 и 30 кВт/м^2 , температура подложки вблизи ее лицевой облу-

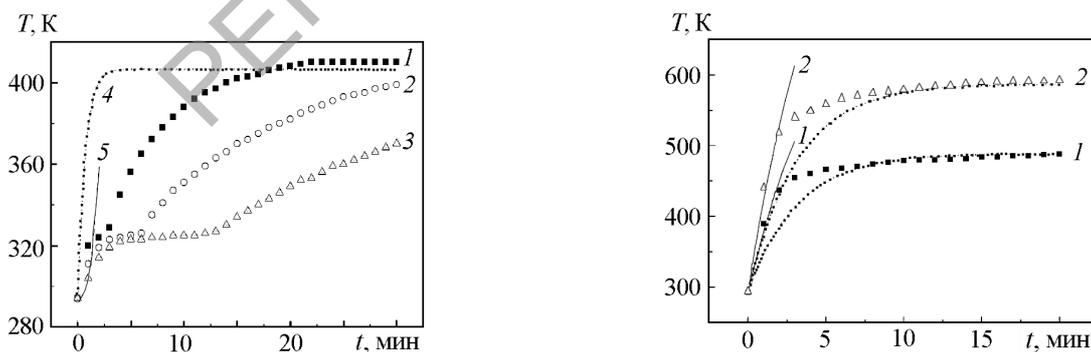


Рис. 7. Динамика температурного поля в приповерхностной области мха при воздействии лучистого потока плотностью $q = 5 \text{ кВт/м}^2$ при $D = 0.03 \text{ м}$, $W \approx 40\%$, $\lambda = 0.06 \text{ Вт/(м·К)}$ и $c = 2500 \text{ Дж/(кг·К)}$ для образцов плотностью $\rho = 25 \text{ кг/м}^3$ (1), 50 (2) и 75 (3) (эксперимент) и для образцов плотностью $\rho = 25 \text{ кг/м}^3$, $k = 22$ (4) и $\rho = 50 \text{ кг/м}^3$, $x = 0.015 \text{ м}$ (5) (расчет)

Рис. 8. Временная зависимость температуры в приповерхностной области асбестоцементного листа толщиной 0.01 м, подвергнутого воздействию потока энергии плотностью $q = 20 \text{ кВт/м}^2$ (1) и 30 кВт/м^2 (2) при $\lambda = 1.7 \text{ Вт/(м·К)}$, $c = 960 \text{ Дж/(кг·К)}$, $\rho = 2000 \text{ кг/м}^3$, $x = 0.001 \text{ м}$, $k = 0.6$. Точки — эксперимент, кривые — расчет

чаемой поверхности изменяется нелинейно со временем. Для асбестоцемента характерно отсутствие промежуточных участков со стабильным температурным полем.

Анализ и сопоставление результатов расчета с экспериментом. Рассматриваемую задачу уместно решать в предположении одномерной диффузии на начальной стадии обогрева образца:

$$c\rho \frac{dT}{dt} = \lambda \frac{d^2T}{dx^2}, \quad q(x=0) = q_0; \quad q(x=D) = 0; \quad T(x=D) \Big|_{t=0} = T_0. \quad (1)$$

Условие на тыльной стороне образца в начальный момент времени отвечает конечности скорости распространения тепла. В данном случае качественная зависимость T от t и x следует из (1), т. е. после начального переходного периода температура образца должна увеличиваться с течением времени линейно в каждой его точке. Для решения уравнения (1) целесообразно применить традиционный подход и определить температуру $T_1(x, t)$ методом разделения переменных:

$$T_1 = W(x) + \alpha t, \quad (2)$$

что приводит к решению для $W(x)$ вида

$$W(x) = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\lambda} c\rho x^2 + Ax + B. \quad (3)$$

Для частного решения (3) постоянные α , A и B следуют из условий (1). Искомое частное решение неоднородной задачи запишем как сумму T_1 и T_2 :

$$T = T_1 + T_2. \quad (4)$$

Удобно представить T_2 в виде ряда собственных функций, удовлетворяющих однородным условиям для градиента температуры. В результате получаем

$$T = \left(\frac{q}{2\lambda D} \right) x^2 - q \frac{x}{\lambda} - \frac{2qD}{\lambda} \frac{1}{\pi^2} \sum_n \left[\frac{\cos \left(\frac{n\pi x}{D} \right) e^{-\left(\frac{n^2 \pi^2 \lambda t}{D^2 c\rho} \right)}}{n^2} \right] + \frac{2qD}{\lambda} \left(\frac{1}{\pi^2} \right) \sum_n \left(\frac{\cos(n\pi)}{n^2} \right) + \left(\frac{q}{c\rho D} \right) t + T_0 + \frac{qD}{2\lambda}. \quad (5)$$

Решение (5) отображает квазилинейный прирост температуры образца с течением времени и, как отмечалось ранее, недостаточно удобно для самых малых времен.

Когда осуществляется переход к четвертой заключительной стадии нагрева образца и он начинает все сильнее отдавать энергию, в том числе и путем излучения, имеет смысл моделировать тепловое состояние образца, включив в явном виде изменение температуры его конкретного тонкого слоя за счет частичного отвода тепла, учет которого будем осуществлять с использованием феноменологического коэффициента k . Пренебрегая пространственным изменением температуры по толщине элементарного слоя образца, запишем уравнение диффузии в приближении линейной зависимости теплоотвода от перепада температуры:

$$c\rho \frac{dT}{dt} = \frac{q}{D} - k\lambda \frac{T - T_0}{D^2}. \quad (6)$$

Первый член в правой части (6) описывает объемную плотность подводимой мощности, второй — теплоотвод из объема образца. Решение дифференциального уравнения (6) имеет вид

$$T = \frac{qD}{k\lambda} \left[1 - e^{-\frac{k\lambda t}{c\rho D^2}} \right] + T_0. \quad (7)$$

Решение (7) отображает качественно иную форму поведения температуры образца с течением времени. Тем не менее при уменьшении k зависимость (7) будет трансформироваться в зависимость (5), что следует из предельного перехода.

Полученные экспериментальные данные сравниваются с результатами расчета температурного поля в исследуемых материалах в приближении решений (5) и (7). Как следует из сопоставления, начальные времена лучистого обогрева образца отвечают приближению адиабатичности по тыльной грани, но конкретная длительность стадии b определяется интенсивностью радиационного потока, толщиной слоя материала, его характеристиками и структурой. Действие теплового потока с плотностью $q = 30 \text{ кВт/м}^2$ в течение 5 мин при толщине слоя древесины 3.5 см формирует профиль поля, близкий к рассчитанному с перепадом температуры с 430 до 340 К. При меньшем значении экспозиционного потока распределение температуры по толщине материала еще лучше соответствует приближению теплоизолированности по тыльной грани.

Как видно, на первоначальной стадии прогрев древесины происходит с некоторым опережением данных расчета, что, вероятно, связано с неомогенностью среды, содержащей определенное количество влаги в виде наполнителя пористой структуры и в связанном состоянии [13]. На малых промежутках времени для нижних уровней q расхождение между экспериментом и расчетом меньше, но на больших промежутках времени это расхождение проявляется более отчетливо и для малых, и для больших экспозиционных потоков из выбранного диапазона.

Установленные в эксперименте участки слабого прироста температуры как менее, так и более глубинных точек в толще образца, напоминающие фазовый переход первого рода, отвечают ощутимому удалению влаги, что сопровождается выделением белого дыма в ходе эксперимента. Физически это объясняется резким возрастанием теплоемкости материала, что не было смоделировано в расчете. Дальнейшее повышение температуры материала отвечает режиму подсушивания без фазового перехода влаги в нем. Подобный процесс стабилизации температуры наблюдался при переносе тепла в слое силикагеля, пропитанного жидкостью, когда в пористой среде, содержащей испаряющуюся жидкость, осуществлялся процесс торможения теплового фронта [14]. Для слоя асбестоцемента поведение функции $T(t)$ соответствует лучше расчету за счет совершенной структурной организации среды, являющейся более гомогенной. Начальная динамика температуры такого материала отвечает выражению (5), а после истечения 10 мин в полной мере реализуется стадия ε при спонтанном конвективном теплоотводе через тыльную необлучаемую поверхность.

В строгом смысле, приближение подавленности теплообмена через тыльную сторону образца отвечает эксперименту только для диапазонов $T = 350\text{--}370$ К на временных интервалах начала интенсивного испарения влаги, содержащейся в порах и капиллярах материала. Значительная его пористость стимулирует действие нескольких механизмов передачи тепла внутри его объема, включая и конвекцию через пустоты и поры. Достаточно малая плотность материала, особенно мха, приводит к его быстрому локальному разогреву в отдельных точках и к неоднородности температурного поля при нерегулярном теплоотводе вглубину. Малость ρ и λ мха в сравнении с древесиной тем не менее не стимулируют быстрый рост его температуры, как следует из расчетной модели, а обеспечивают прирост температуры на величину, сравнимую с приростом температуры у древесины.

Анализ распределения температурных полей в слоистой среде показывает, что накопление и передача тепловой энергии от поглощающего лицевого слоя соответствуют модели тепловой изоляции задней грани образца для интервалов времени, ограничивающих допустимый уровень ее прогрева выше температуры окружающей среды в пределах 40–60 К. Вторым фактором, определяющим справедливость игнорирования теплоотвода, является быстрота поступления и накопления энергии, что существенно зависит от тепловых характеристик материала. Эти свойства в значительной степени определяются состоянием гомогенности образца и его фазовым составом, что особенно характерно для неоднородной по плотности и теплопередаче системы типа мха.

Выводы

1. Адиабатическое приближение для тыльной грани односторонне разогреваемого слоя материала можно использовать в расчетах до момента превышения температуры его поверхности температуры окружающей среды на 30 К. Это отвечает не более чем полуторному превышению теплоотдачи образца над равновесным потоком, длительность использования условия тепловой изоляции зависит от интенсивности поглощаемой энергии, свойств материала и его толщины.

2. Для слоя древесины толщиной 3–4 см, контактирующего с асбестоцементной плитой толщиной 1 см при комнатной температуре, формирование температурного поля при одностороннем радиационном обогреве отвечает закону квазилинейного роста температуры по объему образца влажностью 30–40% в течение 4 мин при эффективном поглощении им энергии плотностью 20–30 кВт/м².

3. Низкая плотность такого материала, как мох, определяет за счет высокой пористости и рыхлости существенную зависимость быстроты его прогрева от плотности поглощаемого потока энергии. Соответственно условие подавления теплового обмена через тыльную грань образца влажностью 20–40% и толщиной 5 см реализуется при поглощении им энергии плотностью 5 кВт/м² в течение 1–2 мин.

4. Малая теплопроводность воздуха при отсутствии конвекционных процессов позволяет при действии лучистых потоков плотностью 25–30 кВт/м² пренебречь фактором теплоотвода с точностью до 3%, что отвечает превышению температуры поверхности материала температуры окружения на величину до 60 К.

Работа выполнена в рамках ГПНИ "Функциональные и машиностроительные материалы и технологии" (зад. 1.14 "Разработка методов синтеза новых материалов", раздел "Выявление топологии и воздействия лучистого потока применительно к повышению эффективности тепловой зоны реактора") и проекта № Ф11М-005

БРФФИ "Аналитическая и численная аппроксимация пространственного распределения и воздействия потоков лучистой энергии для конечных по размерам протяженных тепловых источников, в том числе фронта пламени плоской и цилиндрической формы".

Обозначения

c — удельная теплоемкость материала, Дж/(кг·К); D — толщина слоя материала, м; k — безразмерный коэффициент теплоотвода; q — плотность радиационного потока, Вт/м²; T — абсолютная температура материала, К; T_1 — решение в приближении неоднородной задачи, К; T_2 — общее решение однородного уравнения, К; T_0 — температура окружающей среды, К; t — время облучения, с; w — влажность материала, %; x — координата точки наблюдения в слое материала, м; λ — коэффициент теплопроводности материала, Вт/(м·К); ρ — плотность материала, кг/м³.

Литература

1. Полежаев Ю. В. Теплофизика высоких температур и проблемы тепловой защиты//ИФЖ. 2010. Т. 83, № 4. С. 632–637.
2. Еналеев Р. Ш., Теляков Э. Ш., Тучкова О. А., Харитонова О. Ю., Качалкин В. А. Огнестойкость элементов строительных конструкций при высокоинтенсивном нагреве//Пожаровзрывобезопасность. 2010. № 5. С. 48–53.
3. Груздев В. А., Залесский В. Г., Руголь Д. Г. Моделирование температурного поля в поверхностном слое при импульсном электронно-лучевом воздействии//ИФЖ. 2007. Т. 80, № 2. С. 20–25.
4. Карслоу Г., Эгер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
5. Карташов Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М.: Высшая школа, 1985.
6. Кудинов В. А., Стефанюк Е. В. Аналитический метод решения задач теплопроводности на основе введения фронта температурного возмущения и дополнительных граничных условий//ИФЖ. 2009. Т. 82, № 3. С. 540–559.
7. Гришин А. М., Барановский Н. В. Сравнительный анализ простых моделей сушки слоя лесного горючего материала, включая данные экспериментов и натуральных наблюдений//ИФЖ. 2003. Т. 76, № 5. С. 166–170.
8. Гришин А. М., Зима В. П., Кузнецов В. Т., Скорик А. И. Зажигание лесных горючих материалов потоком лучистой энергии//Физика горения и взрыва. 2002. № 1. С. 30–35.
9. Рудобашта С. П. Расчет кинетики сушки дисперсных материалов на основе аналитических методов//ИФЖ. 2010. Т. 83, № 4. С. 705–715.
10. Бельцова Т. Г., Корольченко О. Н. Показатели воспламеняемости огнезащищенной древесины//Пожаровзрывобезопасность. 2008. № 4. С. 31–33.
11. Корольченко И. А., Казаков А. В., Кухтин А. С., Крылов В. Л. Изучение условий экспериментального определения температуропроводности материалов//Пожарная безопасность. 2004. № 3. С. 60–63.
12. Соболев В. Р., Гоман П. Н., Дедюля И. В. и др. Тепловые свойства напочвенного материала леса при характерном содержании влаги//ИФЖ. 2011. Т. 84, № 5. С. 1079–1087.
13. Тычино Н. А. Современное состояние проблемы огнезащиты древесных материалов//Пожаровзрывобезопасность. 2001. № 2. С. 6–21.
14. Танашев Ю. Ю., Пармон В. Н., Аристов Ю. И. Торможение теплового фронта в пористой среде, содержащей испаряющуюся жидкость//ИФЖ. 2001. Т. 74, № 5. С. 3–7.