- Золотко А.Н., Вовчук Я.И., Шевчук В.Г., Полетаев Н.И. Воспламенение и горение газовзвесей // Физика горения и взрыва. 2005. № 6. С. 3–14.
- Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. – М.: Наука, 1973. – 176 с.
- Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. – Новосибирск: Наука, 1984. – 190 с.
- Вильямс Ф.А. Теория горения: пер. с англ. / Ф.А. Вильямс; пер. С.С. Новиков, Ю.С. Рязанцев. – М.: Наука, 1971. – 615 с.
- Зельдович Я.Б. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. – 478 с.
- Роуч П.Дж. Вычислительная гидродинамика: пер. с англ. / П.Дж. Роуч; Под ред. П.И. Чушкина. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
- Джалурия Й. Естественная конвекция: тепло- и массообмен: пер. с англ. / Й. Джалурия. – М.: Мир, 1983. – 399 с.
- Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / Под ред. В.М. Пасконова, В.И. Полежаева, Л.А. Чудова. – М.: Наука, 1984. – 277 с.
- Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987. – 490 с.

- Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 616 с.
- Коздоба Л.А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности. – М.: Наука, 1975. – 227 с.
- Полежаев Ю.В., Юрьевич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. – 391 с.
- Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации. М.: Энергия, 1977. – 239 с.
- Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: ООО «Старс», 2006. – 720 с.
- Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. Физические величины: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
- 21. Щетинков Е.С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965. 739 с.
- Корольченко А.Я. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: справочник / Под ред. А.Я. Корольченко, Д.А. Корольченко. – М.: Пожнаука, 2004. – Ч. 1. – 713 с.

Поступила 05.02.2008 г.

УДК 621.396.6

ОБ УСЛОВИЯХ ПРИМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Г.В. Кузнецов, М.Д. Кац

Томский политехнический университет E-mail: dean@ped.tpu.ru

Проведен анализ условий экспериментов по определению теплофизических характеристик материалов с применением импульсных методов. Численно решена задача о нестационарном температурном поле образца при воздействии на его поверхность теплового импульса малой временной протяженности. Установлены границы диапазонов возможного изменения величины импульсного теплового потока к поверхности материала, продолжительности импульса и толщины экспериментальных образцов (в зависимости от типа материала), обеспечивающих достоверность полученных результатов.

Введение

Появление в технике новых синтетических и композиционных материалов с неизвестными теплофизическими характеристиками (ТФХ) требует высокопроизводительных процедур их надежного определения. Известны [1, 2] импульсные методы, позволяющие определять коэффициенты температуропроводности и теплопроводности, а также теплоемкость материала за короткий промежуток времени с минимальными затратами временных и материальных ресурсов.

Наиболее простым по реализации и, соответственно привлекательным, является метод лазерного импульса [1], сущность которого состоит в поглощении в тонком слое фронтальной поверхности образца импульса лучистой энергии и регистрации изменения во времени температуры его обратной поверхности. Полученная по итогам экспериментов информация позволяет рассчитать коэффициенты исследуемого материала (температуропроводность, теплоемкость и теплопроводность) с использованием выражений:

$$a = 1,37 l^2 / (\pi^2 \tau_{0.5}); \tag{1}$$

$$c = Q/(T_{\rm max}\rho l); \tag{2}$$

$$\lambda = a c \rho. \tag{3}$$

где *l* – толщина образца, м; ρ – плотность материала, кг/м³; *a* – температуропроводность, м²/с; $\tau_{0,5}$ – время достижения на «холодной» границе половины амплитуды перегрева, с; *c* – теплоемкость образца Дж/(кг·К); *Q* – энергия, поглощенная образцом, Дж/м²; *T*_{max} – максимальная температура нагрева образца, К; λ – теплопроводность, Вт/(м·К).

Измерения температур «холодной» поверхности образца возможны только с некоторыми погрешностями из-за высокой инерционности как термопарных, так и оптических методов измерения.

Недостатками метода [1, 2] являются допущения о неограниченной величине теплового потока лазер-

ного излучения к нагреваемой поверхности и ограничения по условиям теплообмена на «горячей» и «холодной» границах. Реальное применение подхода [1], по мнению авторов, обосновано только при определении ТФХ материалов с высокими значениями коэффициента теплопроводности λ (металлов или сплавов). Обоснование условий применения метода [1] для многочисленных материалов с относительно низкой теплопроводностью λ =0,2...0,5 Вт/(м·К) в зависимости от величины и продолжительности теплового импульса, толщины образца, типа материала в настоящее время отсутствуют.

Ограниченность условий применения методики [1] обусловлена тем, что на практике величина импульсного теплового потока не может быть бесконечно большой. Даже достижение уровня теплового потока 10¹⁰ Вт/м² представляется весьма маловероятным.

С другой стороны, воздействие теплового потока $q=10^7...10^8$ Вт/м² должно привести к скачкообразному росту температуры поверхности полимерных или композиционных материалов при минимальной глубине прогрева. Диапазон достижимых температур поверхности при нагреве гомогенных или гетерогенных (наполненных) полимерных материалов ограничен значениями температур начала разложения материала $T_{\mu\rho}$, которые для полимерных материалов достаточно низки. Так, например, температуры разложения для полиэтилена высокой плотности составляют $T_{\mu\rho}=393...404$ K, для полиамида ПА-6 – $T_{\mu\rho}=488...501$ K [3].

Последнее условие требует ограничения величины теплового потока в эксперименте. Поэтому тепло, аккумулируемое в приповерхностном слое материала с низким значением коэффициента теплопроводности, при $T < T_{\rm Hp}$ будет в большинстве случаев недостаточным для прогрева образца большой толщины.

Целью данной работы является анализ условий проведения экспериментов с применением импульсных методов [1]. Была решена численно задача о нестационарном температурном поле образца при воздействии на его поверхность теплового импульса малой длительности.

Постановка задачи

Область решения задачи представляет бесконечную пластину, рис. 1. Поверхность x=0 пластины нагревается мощным импульсом энергии q. Теплообмен с окружающей средой в соответствии с условиями [1] отсутствует.

Задача сводится к решению нестационарного уравнения теплопроводности (4) с граничными (5, 6) и начальным условиями (7):

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2},\tag{4}$$

$$x = 0; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q,$$
 (5)

$$x = l; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \tag{6}$$

$$t = 0; \quad T = T_0, \tag{7}$$

где T – температура образца; T_0 – температура среды; t – время.



Рис. 1. Схема задачи

Особенностью решаемой задачи является значение теплового потока q в граничном условии (5). При реализации всех модификаций импульсных методов эта величина, как правило, принимается бесконечно большой. Однако в реальных экспериментах достижение таких параметров теплового потока не представляется возможным. Поэтому при решении задачи (4)–(7) принималось, что тепловой поток к поверхности образца исследуемого материала соответствовал значениям, достигаемым при использовании современных оптических квантовых генераторов $10^7...10^8$ BT/M²[5].

В этом случае для решения задачи (4)–(7) достаточно трудно выбрать какие-либо реализации численных методов, обеспечивающие получение достоверных результатов при очень высоких градиентах температуры и темпах нагрева (до 10⁶ K/c) [2].

Задача решена методом конечных разностей [6] с использованием разностной сетки с шагами по времени до 10^{-6} с и по пространству до $2 \cdot 10^{-7}$ м.

Численный анализ температурных полей проводился для меди и типичных полимерных материалов, теплофизические характеристики которых приведены в таблице.

Таблица. Теплофизические характеристики материалов [4]

Материал	с, Дж/(кг∙К)	λ, Вт/(м·К)	<i>а</i> , м²/с	<i>Т</i> _{нр} , К
Медь	383	384	1,2.10-5	-
Полиэтилен высокой плотности	2100	0,40	1,9·10 ⁻⁷	400
Полиамид Па-610	1800	0,20	1,1·10 ⁻⁷	495
Полибутилентерефталат	2700	0,29	1,1·10 ⁻⁷	500

На рис. 2 приведены результаты численного моделирования для медной пластины в виде температурного распределения T(x) при длительности импульса 0,1 с и моментов времени 1, 5, 10 с, $(q=10^8 \text{ BT/m}^2)$. Толщина образца составляла 0,05 м. Для сравнения результатов численного моделирования с аналитическими результатами импульсного метода проведен расчет по выражению, приведенному в [1]. Очень хорошее совпадение распределений температур подтверждают достоверность результатов численного моделирования.



Рис. 2. Распределения температур в различные моменты времени (медь)

Распределения T(x) для образцов полимерных материалов при длительности импульса 0,1 с и величине теплового потока 10⁸ Вт/м² (рис. 3–5) показали наличие жестких ограничений по величине теплового потока, длительности импульса, толщинам образцов, для которых возможна реализация импульсных методов определения ТФХ.



Рис. 3. Распределения температур в различные моменты времени (полиэтилен)

Превышение температуры нагреваемой поверхности образца выше температуры начала деструкции вызывает разложение материала, что существенно снижает точность определения ТФХ. Поэтому величина импульсного теплового потока должна быть ограничена до величин, обеспечивающих температуры на нагреваемой поверхности ниже *T*_{но}.

Расчеты показали существенное уменьшение величин предельных (максимальных) тепловых потоков для определения ТФК материалов с низкой теплопроводностью импульсным методом. При толщине образца 0,005 м величина максимального теплового потока составила: для полиэтилена высокой плотности 2,76·10⁵ Вт/м²; полиамида ПА-610 - 3,42·10⁵ Вт/м²; для полибутилентерефталата – 5,06·10⁵ Вт/м².



с. 4. Распределения температур в различные моменты времени (полиамид)



Низкие величины коэффициента теплопроводности накладывают ограничения и на толщину исследуемого образца. Согласно [1] при воздействии лазерного импульса на поверхность материала производится регистрация изменения во времени температуры его обратной поверхности. Погрешность определения контактными (термопарными) или оптическими методами составляет не менее 1 % [2]. Соответственно, для того, чтобы измеряемая величина превышала систематическую погрешность хотя бы в 4...5 раз, абсолютное значение разности температур должно быть не менее 5...6 К. Такой подъем температуры необходим для реализации импульсного метода определения теплофизических

Расчеты показали существенное уменьшение толщин образцов для определения ТФК материалов с низкой теплопроводностью импульсным методом. Максимальные значения толщин образцов, при которых температура «холодной» стенки возрастает не менее чем до $T_{\rm max}$ (при предельных величинах теплового потока), составляют: для полиэтилена высокой плотности 0,0018 м; полиамида ПА-610 — 0,0020 м; для полибутилентерефталата — 0,0021 м.

характеристик материалов [2].

Результаты расчетов показывают, что для материалов с низкой теплопроводностью при одной и той же величине теплового потока и одинаковых толщинах образцов время выхода температуры на «холодной» границе образца до значения T_{max} увеличивается более чем в 100 раз, что существенно увеличивает погрешности вычисления λ , *c*, *a* по выражениям (1–3) за счет конвекции и излучения. Повышение временного интервала установления T_{max} на «холодной» границе образца, особенно при высокотемпературном эксперименте, лишает импульсные методы всех преимуществ перед традиционными [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P. et al. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity // J. of Appl. Physics. – 1961. – V. 32. – № 9. – P. 1675–1684.
- Пономарев С.В., Мищенко С.В., Дивин А.Г. Теоретические и практические аспекты теплофизических измерений: Монография. В 2 кн. – Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2006. – Кн. 1. – 206 с.; Кн. 2. – 236 с.

Заключение

При определении теплофизических характеристик веществ импульсными методами установлен порог теплового потока, обусловленный температурой разложения материалов в приповерхностном слое образца. В результате численного моделирования процессов теплопроводности показано, что импульсные методы дают корректные результаты для материалов с высокой теплопроводностью, какими являются металлы и сплавы. Использование импульсных методов для материалов с низкой теплопроводностью возможно при ограничении продолжительности импульса и толщины образцов.

- Сабсай О.Ю., Чалая Н.М. Технологические свойства термопластов (обзор) // Пластические массы. – 1992. – № 1. – С. 5–13.
- Технологические лазеры. Справочник в 2-х т. / Под ред. Г.А. Абильсиинова. – М.: Машиностроение, 1991. – Т. 1. – 431 с.
- Вержбицкий В.М. Основы численных методов. М.: Высшая школа, 2002. – 840 с.

Поступила 05.05.2008 г.

УДК 536.46; 536.3

МЕТОД РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕНА ИЗЛУЧЕНИЕМ В ТОПКЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ КОМПОНЕНТ СУММАРНОГО ВЕКТОРА ПОТОКА ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

В.П. Бушланов, И.В. Бушланов

Белгородский государственный университет E-mail: bvp@ngs.ru

Записаны уравнения сохранения для течения горящей смеси газов в топке малогабаритного котла мощностью 1 МВт с пористой керамической горелкой, в котором зона горения сосредоточена в области размером 1 см около поверхности горелки и в ее поверхностном пористом слое толщиной 1...3 мм. В уравнении сохранения энергии газа сток лучистой энергии учтен традиционно, он полагается равным объемной плотности спонтанного излучения из газа. Не традиционным является предположение о том, что поглощенное газом монохроматическое излучение сразу же изотропно излучается газом, вследствие значительной химической неравновесности в узкой зоне горения. Уравнения для расчета теплообмена излучением записаны не для интенсивности излучения, которая является функцией координат и двух углов направления распространения излучение записаны не для суммарного вектора потока лучистой энергии (СВПЛЭ), компоненты которого зависят только от координат. Такое умение независимых переменных на 2 является существенным для численных расчетов. Компоненты СВПЛЭ внутри топки и на поверхности горелки представлены явно в виде интегралов от известных функций и граничной радиальной компоненты СВПЛЭ на цилиндрической поверхности топки – функции только одной продольной координаты. Для указанной граничной радиальной компоненты СВПЛЭ получено интегральное уравнение Фредгольма 2 рода.

Постановка задачи

Уравнения, описывающие теплообмен в реагирующем газе в объеме котла между поверхностью пористой горелки и стенками котла, учитывающие перенос тепла излучением, необходимы для проектирования котла с керамической горелкой мощностью 1...3 МВт, производимой в Отделе структурной макрокинетики Томского научного центра СО РАН. Температура и кинетика реакций в области горения определяется скоростью отвода тепла, которая существенно зависит от излучения из объема горящей смеси. Известно, что доля излучения в потоке тепла на теплообменниках котла доходит до 90 %. Поэтому при проектировании необходим точный расчет теплообмена излучением в топке. В отличии от горелок факельного типа, где зона горения рассредоточена по факелу, в рассматриваемой керамической горелке зона горения находится в слое газа порядка 0,01 м от поверхности горелки и в граничных порах поверхности горелки в слое тол-