

12. А.В. Беляев, В.К. Боболев, А.И. Коротков, А.А. Сулимов, С.В. Чуйко, Переход горения конденсированных систем во взрыв (Наука, Москва, 1973)
13. Детонация взрывчатых веществ, сборник статей под ред. А. Борисова, (Мир, Москва, 1981)
14. Ф.А. Баум, А.С. Державец, Н.Н. Санасарян, Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах (Недра, Москва, 1969)
15. Р. Шалл, Физика детонации, в книге “Физика высоких плотностей энергии” (Мир, Москва, 1974)
16. И.Г. Ассовский, Физика горения и внутренняя баллистика (Наука, Москва, 2005)
17. V.A. Strunin, L.I. Nikolaeva, G.B. Manelis, Russ. J. Phys. Chem. B 4, 627 (2010)
18. S.S. Batsanov, B.A. Demidov, L.I. Rudakov, JETP Letters 30, 575 (1979)
19. В.А. Морозов, Ю.В. Петров, Г.Г. Савенков, Доклады АН. 445, 286 (2012)

УКД 536.37

ВЫБОР РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦОВ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Кац М.Д.

Томский политехнический университет, Томск

E-mail: Katz@tpu.ru

В настоящее время одним из методов, широко применяемых для определения температуропроводности материалов в умеренном диапазоне температур, является метод лазерного импульса [1, 2]. В основе которого лежит поглощение в тонком слое фронтальной «горячей» поверхности образца импульса лучистой энергии и приближенное решение одномерной задачи теплопроводности для бесконечной пластины. По полученной термограмме обратной «холодной» (ненагреваемой) поверхности образца определяется максимальная температура перегрева T_{\max} , время τ_{05} достижения половины максимальной температуры перегрева. Рассчитываются температуропроводность a , удельная теплоемкость c и теплопроводность материала λ по формулам [1].

Практический интерес представляет использование этого метода для определения температуропроводности оптического кварцевого стекла, характеризующегося из используемых модификаций стекол своими предельными характеристиками: высокая температура размягчения и испарения, низкий коэффициент термического расширения, высокая оптическая прозрачность и химическая стойкость [3]. Процесс нагрева таких материалов сопровождается аккумуляцией теплоты, поступившей не только за счет теплопроводности, но также и объемного поглощения в определенных областях спектра, зависящих от длины волны теплового излучения.

Условия применения метода лазерного импульса для определения температуропроводности частично прозрачных материалов рассмотрены [4-6] в рамках одномерных задач теплопроводности. Установлено [4-6], что при определении температуропроводности возможен рост методических погрешностей, обусловленных интенсификацией процесса нагрева за счет радиационного теплопереноса в образце, по сравнению с установленными ранее [7] для непрозрачных материалов. Показано [4-6], что при практической реализации метода лазерного импульса необходимы ограничения по длинам волн падающего излучения и коэффициентам поглощения.

Однако модель теплопроводности [1] во многих случаях не учитывает несоответствие поперечных размеров образцов и участков поверхности, нагреваемых в течение короткого импульса лазерного излучения. Как правило, это связано с особенностями структуры исследуемого материала и трудностями изготовления образцов малых размеров. В этой связи целесообразна оценка погрешностей определения температуропроводности полупрозрачных материалов методом лазерного импульса в условиях несоответствия поперечных размеров образца поперечным размерам участка его поверхности, нагреваемого лазерным излучением.

В данной работе рассматривается оценка погрешности определения температуропроводности оптического кварцевого стекла методом лазерного импульса [1] в рамках модели кондуктивно-радиационного теплопереноса в образце при поперечных размерах нагреваемых участков поверхностей, меньших поперечных размеров образца.

Постановка задачи

При постановке задачи предполагалось, что материал является серым, и собственное излучение мало по сравнению с внешним радиационным потоком. Такое допущение не накладывает существенных ограничений на общность постановки задачи и реальные условия теплопередачи через полупрозрачный материал.

Как правило, для проведения экспериментов по методике [1] образцы изготавливаются в форме дисков. Поперечное сечение лазерного луча представляет собой круг. Для оценки масштабов влияния процессов радиационного теплопереноса в прогретом слое материала решена двумерная задача теплопроводности для диска ограниченных размеров при воздействии на участок его поверхности коллимированного лазерного излучения временной длительности $\tau_{\text{имп}}$ и отсутствии теплообмена на участке «горячей» и всех «холодных» границ (рис. 1), ненагреваемых лазерным импульсом.

Не рассматривались возможные эффекты изменения значений теплофизических характеристик с изменением температуры. Такое допущение вполне обосновано для многих материалов в реальном диапазоне возможного изменения температур в процессе эксперимента даже при высоких величинах удельных тепловых потоков к нагреваемой поверхности образца в связи с малой длительностью импульса.

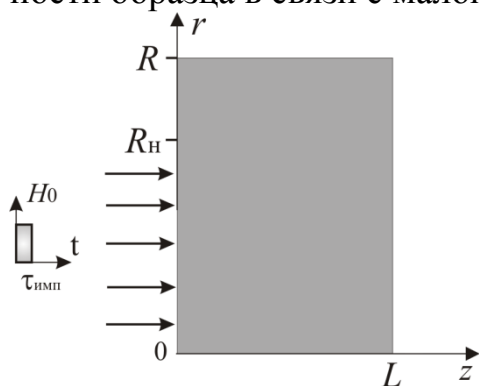


Рис. 1. Схема области решения

Область решения представляла собой цилиндрический диск малой толщины L и радиусом R (рис. 1), участок границы $z=0$ которого нагревался направленным перпендикулярно плоскости нагреваемой поверхности коллимированным потоком энергии при плотности излучения H_0 и длительности импульса $\tau_{\text{имп}}$. Радиус поперечного сечения лазерного луча R_H .

Математическая модель, соответствующая принятой постановке задачи (рис.1), включает нестационарное дифференциальное уравнение энергии в частных производных (1) с граничными (2–7) и начальным (8) условиями:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{dH(z)}{dz} - \frac{dH(r)}{dr},$$

$$0 < z < L; 0 < r < R;$$
(1)

$$z = 0: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = H_0, \quad r \leq R_H, \quad 0 < t \leq \tau_{\text{имп}};$$
(2)

$$z = 0: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \quad R > r > R_H, \quad t > 0;$$
(3)

$$z = 0: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \quad t > \tau_{\text{имп}};$$
(4)

$$z = L: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \quad 0 < r < R, \quad t > 0;$$
(5)

$$r = 0: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0, \quad 0 < z < L, \quad t > 0;$$
(6)

$$r = R: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0, \quad 0 < z < L, \quad t > 0;$$
(7)

$$t = 0; \quad T = T_0. \quad (8)$$

где ρ – плотность материала; T, T_0 – текущее и начальное значение температуры; t – время; $H(z), H^{\circ}$ – плотность потока излучения в материале по координатным направлениям z и r .

Изменение плотности энергии излучения в материале определялось по закону Бугера-Ламберта-Бера [8]:

$$\begin{aligned} H(z) &= H_0 \cdot \exp(-k_\lambda \cdot z), \\ H(r) &= H(z) \cdot \exp(-k_\lambda \cdot r), \end{aligned} \quad (9)$$

где k_λ – коэффициент поглощения коллимированного потока лазерного излучения, м^{-1}

Краевая задача (1)–(8) решена методом конечных разностей с применением итерационного алгоритма [9, 10], разработанного для решения нелинейных нестационарных задач высокотемпературного теплопереноса в областях с локально сосредоточенными источниками энергии. Разностные аналоги дифференциального уравнения (1) и соответствующих краевых условий решены локально–одномерным методом [11].

Результаты и обсуждение

Численное моделирование процесса теплопередачи проведено на примере оптического кварцевого стекла КУ-1 с теплофизическими характеристиками: $\lambda=1,35 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $c=728 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, $\rho=2200 \text{ кг}/\text{м}^3$) [12]. Толщина образца изменялась от 1 до 3 мм с изменением его радиуса 8, 10, 12 мм. Диапазон длин волн области прозрачности оптического кварцевого стекла составлял 2100...2800 нм (что соответствует изменению коэффициента поглощения k_λ от 50 до 250 м^{-1} [12]).

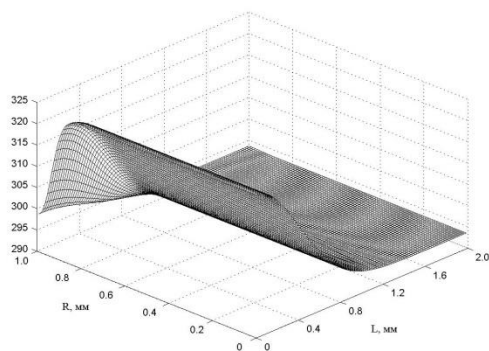


Рис. 2. Распределение $T(z, r)$ в образце ($R=10 \text{ мм}$, $L=2 \text{ мм}$) в момент времени $t=0,5 \text{ с}$

Радиус круга лазерного нагрева R_n при численном моделировании составлял 80% радиуса образца для исключения краевых эффектов взаимодействия лазерного излучения с внешним изоляционным слоем [7]. Выбор значений радиационного теплового потока $H_0 = 5 \cdot 10^7 \text{ Вт}/\text{м}^2$ и длительности нагрева $\tau_{\text{эйи}} = 0,5 \text{ мс}$ проведен с

учетом основного положения метода [1] – получение «температурного перегрева» на «холодной» поверхности образца не менее 3...6 К. Использовалась разностная сетка с шагами по времени и пространству, соответственно, до 0,1 мс и 2 мкм.

На рис. 2 приведено распределение $T(z, r)$ в образце ($R=10$ мм, $L=2$ мм) в момент времени $t=0,5$ с

Установлено (рис. 2), что при локальном однородном тепловом потоке в зоне нагрева температура изменяется не только по толщине диска, но и по радиальной координате. Это приводит к изменению значения T_{\max} по сравнению с одномерной постановкой задачи [1]. Полученные результаты позволяют сделать вывод о существенно неоднородном распределении теплоты в исследуемой системе и его влиянии на погрешности определения температуропроводности материала.

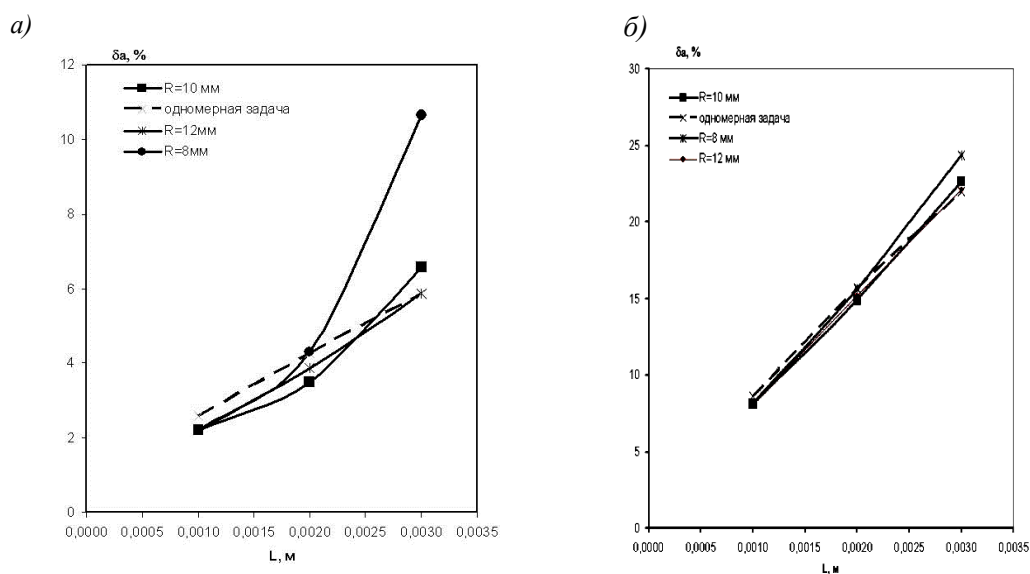


Рис. 3. Зависимости погрешности температуропроводности δ_a оптического кварцевого стекла от толщины образца L при коэффициенте поглощения k_λ : а) 20 м^{-1} ; б) 100 м^{-1}

На рис. 3 приведены рассчитанные после решения задачи (1–8) зависимости погрешности температуропроводности (δ_a) оптического кварцевого стекла от толщины образца L при коэффициенте поглощения $k_\lambda=20$, $k_\lambda=100 \text{ м}^{-1}$ и радиусах участка нагреваемой поверхности образца 8, 10, 12 мм.

По результатам численного моделирования установлено, что значения зависят от толщины образца и коэффициента поглощения материала. При $k_\lambda = 20 \text{ м}^{-1}$ (рис.3а) и $L=2$ мм погрешности δ_a не превышены 8%. При величине $k_\lambda = 100 \text{ м}^{-1}$ (рис.3б) и аналогичных размерах образца погрешности δ_a составили около 18 %. С увеличением толщины образца значения δ_a увеличиваются и достигают максимального

значения при $L = 3$ мм ($R=10$ мм) при значениях k_λ 20 м^{-1} и 100 м^{-1} соответственно около 6 % и 15 %.

Достаточно значимое изменение величины δ_a обусловлено теплопереносом по радиальной координате r в период после прекращения лазерного воздействия.

Накопленная за время импульса в очень тонком прогревом до высоких температур слое образца энергия в этот период перераспределяется за счет теплопроводности и излучения по координатному направлению z , теплоперенос по которому в дальнейшем используется для вычисления по методике [1] теплопроводности, но также и по направлению r . Соответственно, значение температуры на «холодной» границе T_{\max} будет достаточно существенно отличаться от своего аналога в случае одномерной теплопроводности при равенстве размеров «лазерного пятна» и радиуса образца материала.

Основной причиной погрешности δ_a является несоответствие этих поперечных размеров. Чем значительнее будут отличаться радиусы образца и участка нагрева (рис. 3), тем больше будет δ_a . При идентичных значениях L погрешность определения теплопроводности тем меньше, чем больше радиус нагреваемого участка поверхности образца R_H . С ростом R_H (при прочих неизменных условиях) двухмерный характер теплопереноса будет проявляться в точке измерения T_{\max} (на оси симметрии образца) в меньшей степени.

Анализ полученных результатов (рис.3) позволяет сделать вывод о существовании обеспечивающих минимальные методические погрешности определения теплофизических характеристик полупрозрачных материалов, толщин образцов при прочих адекватных условиях проведения эксперимента. За счет выбора толщин образцов можно снизить до минимума значения методических погрешностей определения теплопроводности (и, соответственно, других теплофизических характеристик) полупрозрачных материалов.

Список литературы:

1. Parker W. J. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity /W.J. Parker., R.J. Jenkins, C.P. Butler // J. Appl. Phys. – 1961. –V. 32. –P. 1675–1684.
2. Altun O. Problems for determining the thermal conductivity of TBCs by laser-flash method /O. Altun, B. Erhan, A. Kalem tas //J. Achievements in Materials and Manufacturing Engineering. –2008. – V 30. –N. 2. – P. 115–120.
3. Новицкий Л.А. Оптические свойства материалов при низких температурах / Л.А. Новицкий, Б.М. Степанов. – М.: Машиностроение, 1980. – 224 с.

4. Кузнецов Г.В. Погрешности определения теплофизических характеристик полупрозрачных материалов импульсным методом / Г.В. Кузнецов, М.Д. Кац // Измерительная техника. –2009. –№ 9. –С. 43–45.
5. Кузнецов Г.В. Погрешности определения теплофизических характеристик органического стекла импульсным методом / Г.В. Кузнецов, М.Д. Кац // Изв. Санкт-петербургского государственного технологического института (технического университета). –2012. –№ 14. – С. 21–23.
6. Кац М.Д. Погрешности определения температуропроводности оптического кварцевого стекла импульсным методом // EPJ Web of Conferences. 2014. 76, 010017. URL: <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20147601017>
7. Kuznetsov G.V. Pulse method systematic errors theoretical analysis for construction materials finite samples thermophysical characteristics determination / G.V. Kuznetsov, M.D. Kats // Measurement Techniques. –2009. –V. 52. –Iss. 4. –P. 384–386.
8. Яворский Б.М. Справочник по физике / Б.М.Яворский, А.А Детлаф // Москва: Наука, 1979. – 512 с.
9. Kuznetsov G.V. Mathematical modeling of complex heat transfer in a rectangular enclosure / G.V. Kuznetsov., M.A. Sheremet // Thermophysics and Aerodynamics. – 2009. –V. 16. –N. 1. –P. 119–128.
10. Kuznetsov G. V. New approach to the mathematical modeling of thermal regimes for electronic equipment / G.V. Kuznetsov., M.A. Sheremet // Russian Microelectronics. –2008. –V. 37. –P. 131–138.
11. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. –616 с.
12. Таблицы физических величин: справочник /под ред. Кикоина И.К. –Москва: Атомиздат, 1976. –1008 с.

УДК 679.743.2 (574)

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ РЯДА ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Кинжибекова А.К., к.т.н.

Инновационный Евразийский университет, г. Павлодар

E-mail: akmaral70@mail.ru

Одним из важнейших путей экономии топливно-энергетических ресурсов является минимизация тепловых потерь через ограждающие конструкции зданий, сооружений, технологического оборудования, теплопроводов. По приближенным оценкам реализация достижений научно-технического прогресса в этой области может обеспечить к 2014 г. экономию 40 млн. т усл. топлива при ежегодном потреблении первичных энергоресурсов в стране 1300 - 1500 млн. т [1].

Известно, что до 80 – 85% энергоносителей в промышленно развитых странах расходуется в промышленности и энергетике при эксплуатации промышленных печей, термического и энергетического оборудования. Поэтому в настоящее время задача экономии энергоресурсов,