

УДК 548.57

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ВОЛНЫ В ВЕЩЕСТВЕ

© 2019 г. О. В. Малышкина^{1, *}, Г. С. Шишков¹, О. Н. Калугина¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Тверской государственный университет”, Тверь, Россия

*E-mail: Olga.Malyshkina@mail.ru

Поступила в редакцию 20.11.2018 г.

После доработки 16.12.2018 г.

Принята к публикации 25.02.2019 г.

Проведен сравнительный анализ прохождения температурных волн через вещество при индицировании волны синусоидально модулированным тепловым потоком и тепловым потоком в форме меандра. Показано, что в динамическом режиме увеличение коэффициента теплопроводности материала приводит к уменьшению прошедшего через образец количества теплоты.

DOI: 10.1134/S036767651906022X

Для понимания процессов переноса тепла и распространения температурных волн в различных средах, необходимо четко представлять механизмы распространения температурных волн в веществе. Так, воздействие оптического и инфракрасного излучения на вещество приводит к дополнительному эффекту – нагреву поверхности с дальнейшим распространением тепла в глубь материала. Существующие на настоящий момент подходы к распространению тепла разработаны для полуграниченных тел. В то же время, используемые на практике структуры имеют конечные толщины. При отсутствии внутри твердого тела источников тепла изменение его температуры может происходить только за счет внешних источников, воздействующих на одну из поверхностей. Если воздействие источников является периодическим, то можно говорить о температурной волне, которая будет распространяться от поверхности в глубь тела. При этом необходимо учитывать, что глубина проникновения теплового потока (или температурной волны) в вещество не зависит от природы нагрева поверхности. Это может быть как внешнее электромагнитное излучение (оптическое, инфракрасное), так и непосредственный контакт с нагреваемым телом (в стационарном или динамическом режиме). В этом аспекте проблема распространения температурных волн в твердом теле принимает особое научное значение в свете выявления и анализа особенностей проникновения температурных волн в структуры конечных размеров и формирования в них тепловых полей.

В настоящей работе проведен сравнительный анализ распространения температурных волн в твердом теле при различных способах модуляции теплового потока – синусоидальной и прямоугольной (в форме меандра).

Распределение температуры в образце находили из решения уравнения теплопроводности для случая распространения плоского теплового фронта (т.е. одномерная задача). При синусоидальной и прямоугольной модуляции теплового потока в образце толщиной d соответственно имеем:

$$\Theta_{-}(x, t) = \frac{W_{\circ}}{k} \frac{\exp(-\varphi x)}{\varphi} \exp(i\omega t), \quad (1)$$

$$\Theta(x, t) = \frac{2W_{\circ}}{k} \left(\frac{\tau}{T_m} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{Sin}(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \exp(in\omega t) \times \times \frac{\text{ch}[\varphi_n(d-x)]}{\varphi_n \text{sh}(\varphi_n d)} + \frac{W_{\circ}}{k} \left(\frac{\tau}{T_m} \right) \left[\frac{(d-x)^2}{2d} \right], \quad (2)$$

где W_{\circ} – плотность теплового потока, поглощаемая поверхностью образца, k – коэффициент теплопроводности, x – координата, t – текущее время, $\varphi_n = (1+i)(n\omega/2\alpha)^{1/2}$, α – коэффициент тепловой диффузии. Колебания температуры образца рассмотрены для установившегося режима (решение соответствующего дифференциального уравнения при условии $t \rightarrow \infty$) [1], т.е. происходят относительно некоторой средней стационарной температуры.

Расчет зависимости изменения температуры производился для образца диэлектрического материала, имеющего коэффициент теплопроводности $k \sim 0.6 \text{ Вт} \cdot \text{м} \cdot \text{К}^{-1}$, от времени для фиксиро-

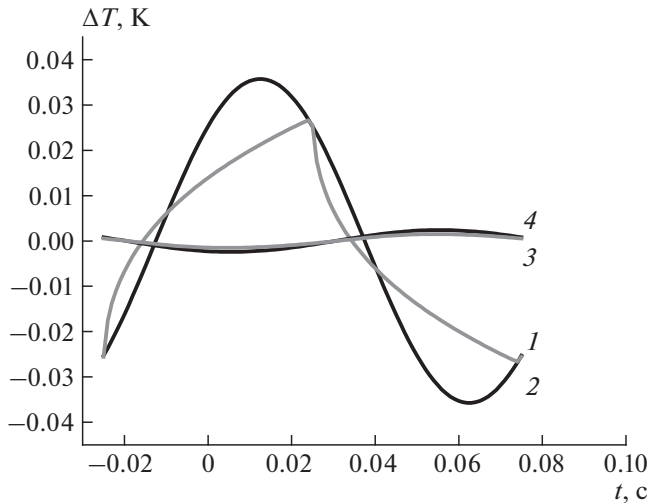


Рис. 1. Зависимость изменения температуры от времени на разной глубине образца $x = 0$ (кривые 1, 2), $x = d/4$ (кривые 3, 4). Кривые 1, 3 – прямоугольная модуляция, 2, 4 – синусоидальная модуляция теплового потока. $W_0 = 80 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

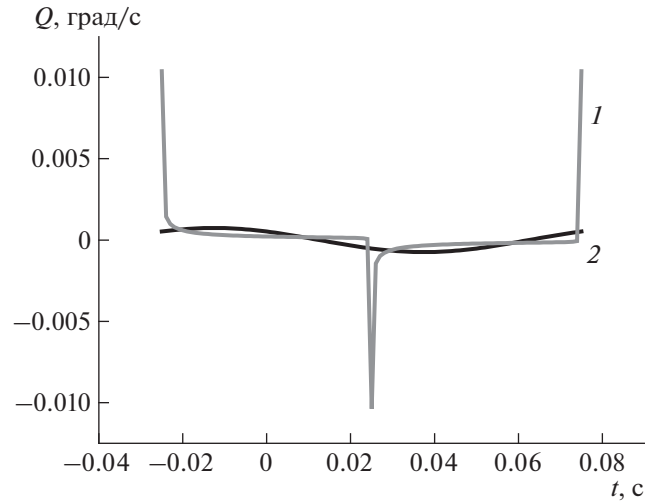


Рис. 2. Зависимость скорости изменения температуры от времени на поверхности образца. Кривая 1 – прямоугольная модуляция, 2 – синусоидальная модуляция теплового потока. $W_0 = 80 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

ванной глубины (рис. 1). При расчете рассматривался один период модуляции с частотой 10 Гц. При толщине образца $d \sim 1 \text{ мм}$, это соответствует глубине проникновения температурной волны $l \sim \sim 0.1 \text{ мм}$. За глубину проникновения температурной волны в кристалл l принимается величина, на которой среднее изменение температуры в e раз меньше амплитудного значения [1, 2]:

$$l = (\alpha/\pi f)^{1/2}. \quad (3)$$

Как видно из представленных расчетов (рис. 1), различия между случаями прямоугольной и синусоидальной модуляции теплового потока имеют место только непосредственно на поверхности образца, на которую воздействует тепловой поток, т.е. в начальный момент воздействия теплового импульса.

Для выявления причин такого поведения температурной волны, рассмотрим скорость изменения температуры $Q = \partial\Theta/\partial t$. Для синусоидальной Q_{sin} и прямоугольной $Q_{\text{пр}}$ модуляции теплового потока соответственно имеем:

$$Q_{\text{sin}}(x, t) = \frac{W_0 \exp(-\varphi x)}{k \varphi} i\omega \exp(i\omega t), \quad (4)$$

$$Q_{\text{пр}}(x, t) = \frac{2W_0}{k} \left(\frac{\tau}{T_m} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} i n\omega \times \exp(i n\omega t) \frac{\text{ch}[\varphi_n(d-x)]}{\varphi_n \text{sh}(\varphi_n d)}, \quad (5)$$

Соответствующие расчетные графики зависимости скорости изменения температуры от времени для различных глубин представлены на рис. 2.

Скорость изменения температуры отлична от нуля только на нагреваемой поверхности ($x = 0$). В то же время, если для случая синусоидальной модуляции теплового потока она имеет не нулевое значение в течение всего периода модуляции, то при прямоугольной модуляции, она отлична от нуля только в начальный момент прямоугольного импульса.

Таким образом, различие изменения температуры вблизи нагреваемой поверхности образца (рис. 1) обусловлено тем, что в случае прямоугольной модуляции теплового потока скорость нагрева поверхности является линейной функцией времени, а в случае синусоидальной – гармонической (рис. 2). Данный факт при использовании в экспериментах по исследованию пирозлектрических свойств динамическим методом прямоугольно модулированного теплового потока позволяет в расчетах считать изменение температуры поверхности образца линейной функцией времени [3]. Как следствие, в случае прямоугольной модуляции теплового потока отсутствует сдвиг фаз между колебаниями температуры и пиротоком.

В дальнейшем при сравнении распространения температурных волн в материалах с различными тепловыми характеристиками использовалась прямоугольная модуляция теплового потока. На рис. 3 представлен расчет температуры для диэлектрика ($k = 0.65 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$) и металла ($k = 85 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$) проведенный по формуле (2)

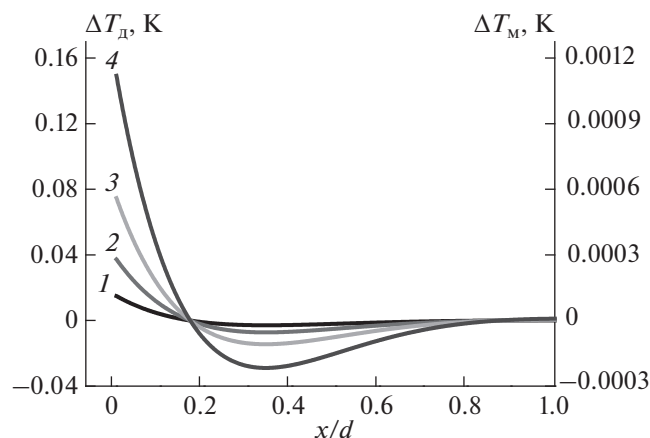


Рис. 3. Распределение температуры по толщине образца диэлектрика (ΔT_d) и металла (ΔT_m) при воздействии на образец тепловых потоков плотностью: 20 (1), 50 (2), 100 (3) и 200 (4) $\text{мВ} \cdot \text{см}^{-2}$.

для тепловых потоков разной мощности. При расчете геометрические параметры образцов и мощность теплового потока в обоих случаях использовались одинаковые. Таким образом, различие в величине изменения температуры определяется только тепловыми характеристиками материала, через который проходит температурная волна. Как можно видеть из результатов проведенных расчетов (рис. 3), для металлов, теплопроводность которых на несколько порядков выше, изменение температуры почти на два порядка меньше, чем для диэлектрика. Этот результат согласуется с выводом, сделанным авторами [1], что при периодическом изменении температуры поверхности, температура образца изменяется обратно пропорционально коэффициенту теплопроводности.

На практике это должно означать, что изменение температуры поверхности на стороне, противоположной нагреваемой, должно быть минимальным для материала с наибольшим значением коэффициента теплопроводности и максимальной для материала с наименьшим значением коэффициента теплопроводности. Данные рассуждения применимы для материалов с близкими

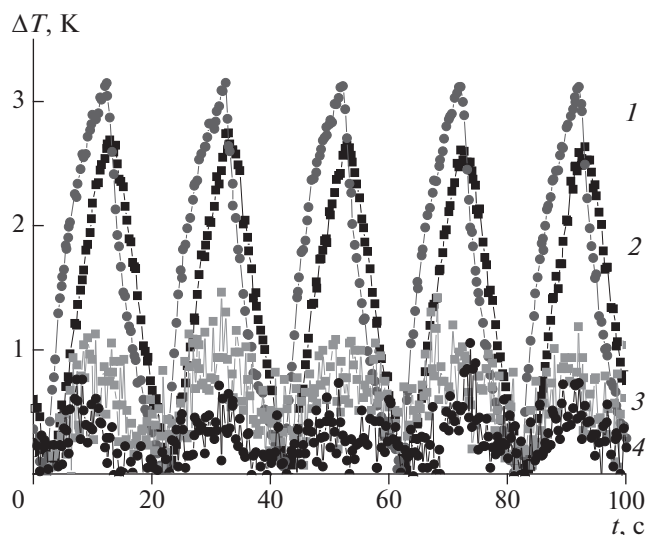


Рис. 4. Колебания температуры элемента Пельтье (кривая 1) и образцов графита (кривая 2), стали (кривая 3) и меди (кривая 4).

значениями удельной теплоемкости и толщиной образцов. Для проверки данного положения был поставлен эксперимент по непосредственному изменению температуры поверхности образца, помещенного на элемент Пельтье, на который подавался ток с периодическим изменением полярности частотой 0.05 Гц. Таким образом, задавалось периодическое изменение температуры элемента Пельтье. Измерения проводились непосредственно для элемента Пельтье и для образцов стали ($d = 1.2$ мм), меди ($d = 1.2$ мм) и графита ($d = 1.5$ мм), которые помещались на элемент Пельтье. Тепловые характеристики исследуемых образцов приведены в табл. 1. Температура поверхности образцов и элемента Пельтье измерялась с помощью термопары, параллельно производили запись температуры с использованием инфракрасной тепловизионной камеры FLIR T250 (рис. 4). Поскольку количественные значения температуры, определяемые камерой, зависят от коэффициента излучения поверхности измеряемого материала, то во избежание погрешности в измерении температуры результаты, представленные на

Таблица 1. Теплофизические характеристики меди, стали и графита

| | Удельная теплоемкость, $\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ | Теплопроводность в статическом режиме, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ | Динамическая теплопроводность, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ |
|----------------------|---|--|--|
| Медь, $d = 1.2$ мм | 0.4 [5] | 390 [5] | 390 [6] |
| Сталь, $d = 1.2$ мм | 0.44 [5] | 40 [5] | 40 [6] |
| Графит, $d = 1.5$ мм | 0.6 * | 104* | 2 |

* Результаты измерения для исследуемого образца на анализаторе XFA 500LT.

рис. 3, были откалиброваны согласно показаниям термопары.

Согласно представленным на рис. 4 результатам, температура тыльной стороны образца графита значительно превосходит аналогичные значения для образцов меди и стали. Таким образом, его теплопроводность должна быть намного меньше. В то же время его теплопроводность, измеренная в статическом режиме на анализаторе температуропроводности и теплопроводности XFA 500LT фирмы Linseis Messgeraete GmbH (Германия), имеет значение, промежуточное между значениями меди и стали. В связи с этим нами были проведены измерения тепловых характеристик образца графит в динамическом режиме по методике, описанной в [4]. Полученное значение коэффициента теплопроводности представлено в последнем столбце табл. 1. Данное значение полностью согласуется с результатами, представленными на рис. 4.

Возможное объяснение того факта, что теплопроводность меди и стали в динамическом режиме совпадает с их “статической” теплопроводностью, тогда как для графита она в несколько раз меньше, состоит в следующем. Медь и сталь – металлы, у которых преобладает электронная теплопроводность, тогда как графит не относится к металлам и, следо-

вательно, основной вклад в его теплопроводность должны давать фононы. Таким образом, проведенные эксперименты свидетельствуют о взаимодействии температурной волны, проходящей через материал с колебаниями кристаллической решетки.

Результаты работы получены в рамках выполнения базовой части государственного задания Минобрнауки РФ № 3.8032.2017/БЧ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 488 с.
2. Телегин А.С., Швыдкий В.С., Ярошенко Ю.Г. Тепло-массоперенос. М.: Академкнига, 2002. 455 с.
3. *Malyshkina O.V., Movchikova A.A., Kalugina O.N., Daineko A.V.* // *Ferroelectrics*. 2011. V. 424. № 1. P. 28.
4. *Мальшикина О.В., Калугина О.Н., Гавалян М.Ю., Каплунов И.А.* // *ФТТ*. 2015. Т. 57. С. 2102; *Malyshkina O.V., Kalugina O.N., Gavalyan M.Y., Kaplunov I.A.* // *Phys. Sol. State*. 2015. V. 57. № 11. P. 2159.
5. *Пехович А.И., Жидких В.М.* Расчеты теплового режима твердых тел. Л.: Энергия, 1976. 352 с.
6. *Мальшикина О.В., Шишков Г.С.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2016. Т. 80. № 6. С. 800; *Malyshkina O.V., Shishkov G.S.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2016. V. 80. № 6. P. 729.