

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иевская Н. М., Умарходжаев Р. М. «Электричество», 1965, № 7, 57.
2. Кузнецов П. И., Малыгин Л. И. «Электричество», 1967, № 7, 82.
3. Владимирский К. В. В сб.: «Краткие сообщения по физике», 1971, № 10, 41.
4. Владимирский К. В. В сб.: «Краткие сообщения по физике», 1972, № 3, 47.
5. Умарходжаев Р. М., Коткин А. Л. «Радиотехн. и электроника», 1976, XXI, № 12, 2533.
6. Умарходжаев Р. М., Зубенко В. В. «Изв. вузов. Радиофизика», 1974, XVII, № 6, 824.
7. Владимирский К. В. Автореф. докт. дис. М., 1974.
8. Умарходжаев Р. М., Коткин А. Л. V Всесоюзная школа по магнитному резонансу. Тезисы докладов. Красноярск, 1975.
9. Константинов Ю. С., Смирнов А. М. «Радиотехн. и электроника», 1972, XVII, № 11, 2456.
10. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1974.

Кафедра
общей физики для мехмата

Поступила в редакцию
17.03.78

УДК 550.362 *

Р. П. ЮРЧАК, А. А. МЕГАХЕД (Египет)

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Исследование тепловых свойств полупрозрачных веществ представляет одну из важных, но трудных задач высокотемпературной теплофизики. При измерениях на объектах такого рода, кроме обычных затруднений, сопутствующих высокотемпературному эксперименту, возникают трудности, связанные с лучистым (радиационным) переносом тепла, свойственным некоторым диэлектрикам и полупроводникам. Принципиальное отличие лучистого (фотонного) переноса тепловой энергии от обычного (кондуктивного) делает невозможным постановку однозначного эксперимента. В этом можно убедиться из рассмотрения рис. 1, где представлена температурная зависимость теплопроводности λ плавленого кварца, полученная разными авторами в области повышенных температур. Из рисунка видно, что данные разных авторов существенно отличаются. Основная причина такого разногласия — частичная прозрачность плавленого кварца в инфракрасной области спектра. Влияние оптических свойств на результаты измерения теплопроводности требует специального учета состояния поверхности и характеристического размера исследуемого образца, а в процессе проведения эксперимента —

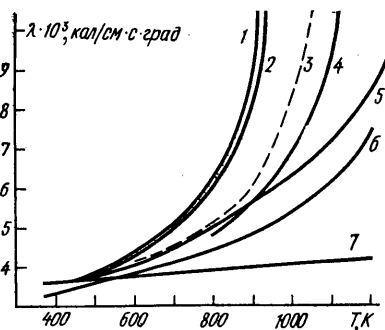


Рис. 1. Теплопроводность плавленого кварца. Кривые 1—6 построены по данным [1—6] соответственно, 7— $\lambda_{\text{фон}}$ по данным [7]

и величины создаваемого градиента температуры. Неидентичность этих условий при постановке эксперимента приводит к существенным расхождениям данных, превышающим ошибки измерений на разных установках.

Отметим, что в большинстве случаев эксперименты по измерению теплопроводности частично прозрачных веществ, в том числе и плавленного кварца, достигают температуры 1000 К. Это то значение температуры, где лучистый теплоперенос уже может быть существенным.

Известно, что при лучистом переносе тепла в веществе величина радиационной составляющей теплопроводности (температуропроводности) может зависеть от оптических свойств ограничивающих поверхностей и характеристического размера образца. Такая зависимость возникает в том случае, когда средняя длина свободного пробега фотона соизмерима с характеристическим размером объекта (с оптической толщиной, определенной как произведение характеристического размера образца на коэффициент поглощения). Величина лучистой теплопроводности мала для оптически тонких образцов и возрастает с увеличением толщины. Эффект влияния толщины образца на величину лучистой составляющей теплопроводности может быть использован для ее определения, а также нахождения среднего (интегрального) коэффициента поглощения вещества.

Итак, подход к обнаружению радиационного теплопереноса по измерениям на оптически тонких объектах должен быть основан на получении данных для различных толщин. Экстраполяция этих данных на нулевую толщину в соответствии с представлениями о лучистом теплопереносе должна давать фононную составляющую.

Данный подход к выделению фононной составляющей теплопроводности не является принципиально новым. Нам известны работы двух авторов, где эффект оптически тонкого слоя использовался для изучения роли лучистого переноса тепла в жидкостях [8, 9]. Однако, насколько нам известно, для исследования аналогичного явления в твердых телах этот подход не применялся. Причина, по-видимому, не одна, но основная из них заключается в том, что большинство методов измерения теплопроводности не пригодно для постановки эксперимента с тонкими (доли миллиметра) толщинами образцов в области высоких температур. (Значительно отличаются интервалы температур, где может проявляться радиационный эффект: у жидкостей — 400 К, а у твердых тел — 1000 К и выше. Кроме того, у жидкостей абсолютные значения теплопроводности ниже, чем у твердых тел.)

При использовании приближения оптически тонкого слоя, как и в случае оптически толстого слоя, предполагается справедливость градиентного представления для потока тепла в условиях кондуктивно-лучистого переноса тепла [10, 11]. Так, например, расчет градиента температуры для кварцевой пластины толщиной 2,4 мм по градиентному представлению и полученному на основе решения интегриродифференциального уравнения теплопроводности с привлечением ЭВМ привел к результатам, приведенным в табл. 1 [10] (ϵ и D — степень черноты поверхности и оптическая толщина пластин соответственно).

Из таблицы видно, что перепады температуры, полученные этими двумя способами, различаются между собой не более чем на 2,5%. Этот пример типичен для оптически тонких сред.

Предлагаемая методика измерения температуропроводности частично прозрачных веществ заключается в постановке эксперимента в ми-

Таблица 1

Т.К	ϵ	D	ΔT (ЭВМ)	ΔT (град)
1000	0,112	0,066	93,6	92,1
1300	0,148	0,043	85,0	83,2
1500	0,192	0,035	75,2	75,9

роких пределах частот нагрева для разных толщин в пределах оптически тонкого слоя исследуемых объектов и в анализе полученных зависимостей. Методику целесообразно проиллюстрировать на конкретном примере. Для этой цели наиболее подходящим веществом является плавный кварц, типичный полупрозрачный материал, обладающий заметной величиной радиационной составляющей. Для исследований были вырезаны образцы в форме диска диаметром 12 мм различной толщины: от 0,2 до 2 мм. Перед измерениями образцы покрывались тонким металлическим слоем. Покрытие обеспечивало стабильность степени черноты и электрической проводимости поверхностей образцов. От покрытия зависит успех в измерении тепловых свойств частично прозрачных веществ. В процессе измерений были испытаны три разных вида покрытий: 1) плазменное напыление тугоплавким металлом, 2) покрытие пиролитическим графитом, 3) покрытие тугоплавкими металлами диффузионным способом. Эксперименты показали, что из них наиболее удачным оказался последний. Пленка толщиной ~ 5 мкм практически полностью исключала прямое проникновение излучения через полупрозрачный объект со стабильным термическим контактом (образец — пленка) вплоть до его температуры плавления. Металлическая проводимость поверхности образцов необходима, поскольку для исследований была применена установка с периодическим электронным нагревом.

Используемая для измерений установка практически не отличалась от описанной в работе [12]. Измерение температуропроводности проводилось обычным путем, характерным для методов периодического нагрева. Для указанных выше толщин плавного кварца интервал частот нагрева составлял 0,5—50 Гц. При этом нижний предел определялся возможностями прибора В5-2, регистрирующего фазу колебаний температуры поверхности образца. Результаты измерений $a_{эф}$ оказались функцией частоты, что объясняется влиянием качественно-нового механизма переноса энергии — радиационного. При надежно отработанной методике измерений на стандартных веществах (M_0 , W) такая зависимость отсутствует. Следовательно, для такого случая неприменимы расчетные соотношения, полученные в предположении наличия лишь кондуктивного теплопереноса.

В качестве примера на рис. 2, а приведена зависимость сдвига фаз колебаний температуры от частоты нагрева, полученная для кварца марки КВ толщиной 0,69 мм при различных температурах. Как следует из рисунка, сдвиг фаз практически линейно увеличивается с ростом частоты, с последующим дальнейшим замедлением, где зависимость Φ от ν существенно отличается от полученной расчетным путем при наличии чисто кондуктивного теплопереноса. Итак, зависимость, аналогичная изображенной на рис. 2, а, является сигналом присутствия лучистого теплопереноса. Аналогичные зависимости получены и для

толщин 0,2; 0,3; 0,79; и 0,97 мм. Здесь уместно лишь отметить основную закономерность в характере поведения $\Phi = f(\nu)$: с уменьшением толщины объекта линейный участок расширяется и смещается в область высоких частот (так, для толщины 0,3 мм область рабочих частот составляла 4—12 Гц). Рост частоты периодического нагрева соответствует увеличению оптической толщины, а следовательно, и роли лучистого теплопереноса.

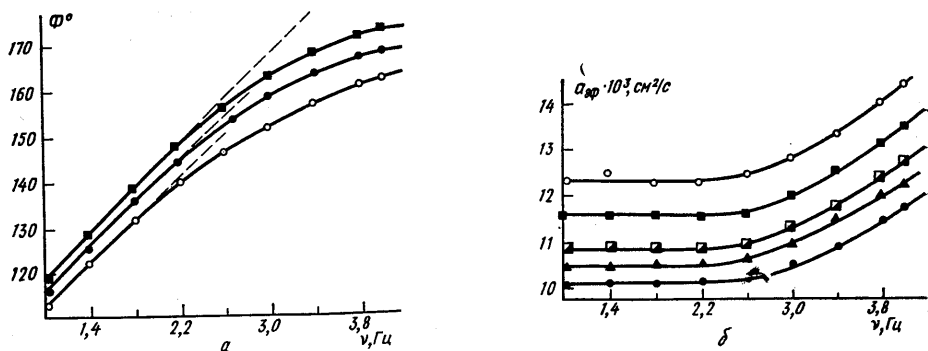


Рис. 2. Зависимость сдвига фаз от частоты (а): $L=0,69$ мм, $T=1225$ (■), 1315 (●) и 1550 (○) К; прямые участки линий и пунктир — расчетные зависимости при чисто кондуктивном переносе. Частотная зависимость эффективных значений теплопроводности (б): $L=0,69$ мм, $T=1225$ (●), 1275 (▲), 1315 (■), 1425 (■), 1550 (○) К

Увеличение роли лучистого переноса с возрастанием частоты, наблюдаемое экспериментальным путем, таким образом, согласуется с выводами работ [12—15].

Зависимость значений теплопроводности, вычисленных по обычным соотношениям метода плоских температурных волн, от частоты нагрева представлена на рис. 2, б. Аналогично кривым рис. 2, а, кривые рис. 2, б также состоят из двух участков: области, где теплопроводность не зависит от частоты, и области резкого возрастания теплопроводности с увеличением частоты. Такой характер поведения теплопроводности свидетельствует о том, что температурное распределение при совместном (кондуктивном и лучистом) переносе тепла отличается от распределения при чисто кондуктивном теплопереносе. Оказывается, что лишь в области низких частот для оптически тонких объектов расчетные соотношения, полученные для периодического температурного распределения при кондуктивном теплопереносе, справедливы и в случае совместного теплопереноса.

Величина теплопроводности, как показывают измерения теплопроводности плавленого кварца на различных толщинах, возрастает с увеличением толщины и температуры, что иллюстрируется рис. 3, где представлены результаты измерений теплопроводности плавленого кварца для толщин 0,2; 0,3; 0,69 и 0,97 мм и трех значений температуры.

На рис. 3 изотерма 1300 К получена для образцов, покрытых молибденом плазменным способом, а изотермы 1225 К, 1150 К — для образцов, покрытых вольфрамом диффузионным способом. Эффективное

значение температуропроводности для указанных температур линейно уменьшается с уменьшением толщины образца. Экстраполяция значений $a_{эф}$ на нулевую толщину дает значение фоновой части температуропроводности, которая составляет $(7,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ см²/с. Весьма слабая зависимость фоновой температуропроводности от температуры (при $T \geq 1000$ К) для плавленого кварца объяснима в рамках представлений о переносе тепла в аморфных веществах.

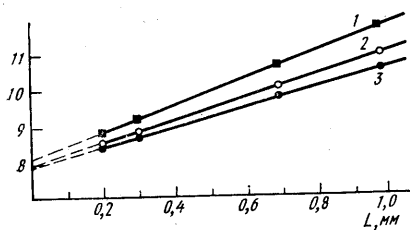


Рис. 3. Экстраполяция $a_{эф}$ на нулевую толщину. $T=1300$ (1), 1225 (2) и 1150 (3) К
Масштабы по вертикальной оси на рис. 2, 3 и 4 совпадают

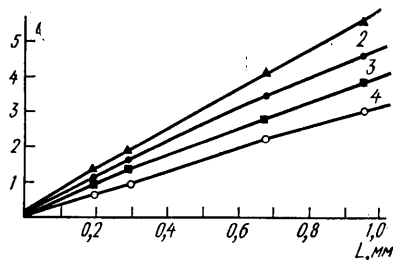


Рис. 4. Лучистая составляющая температуропроводности $a_{л.эф}$ стекла марки КВ для различных толщин образца. $T=1500$ (1), 1400 (2), 1300 (3) и 1200 (4) К

На основе полученного значения фоновой температуропроводности была выделена ее радиационная составляющая для различных толщин и температур. Результаты представлены на рис. 4. Как следует из рисунка, радиационная составляющая невелика практически для всех исследуемых толщин при невысоких температурах и возрастает с их увеличением. Форма этих кривых напоминает форму кривых, полученных расчетным путем из формулы для лучистой (радиационной) составляющей теплопроводности для оптически тонкого слоя в приближении серого тела [16]:

$$\lambda_{л.эф.} = 4\sigma n^2 T^3 \varphi(\alpha L, R), \quad (1)$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана, n и α — коэффициенты преломления и поглощения вещества, T — абсолютная температура, L — толщина образца, φ — функция оптической толщины и коэффициента отражения стенок образца R [16].

Для $R=0$ (черные стенки) формула принимает простой вид:

$$\lambda_{л.эф.} = \frac{4\sigma T^3 n^2}{1 + (3/4)\alpha L} L. \quad (2)$$

Формула (1) содержит две неизвестные величины: α и R . Для их нахождения необходимы измерения $a_{л.эф}$ по крайней мере для двух толщин. Исходя из значений $a_{л.эф}$ для разных толщин вычислены значения среднего коэффициента поглощения кварца КВ для разных температур.

Значение коэффициента преломления заимствовано из работы [17], данные по теплоемкости — из [18]. Вычисление теплопроводности $\lambda_{л.эф}$ по значениям $a_{л.эф}$ проводилось при условии аддитивности фоновой и лучистой компонент теплопроводности.

Значение коэффициента поглощения выбиралось таким образом, чтобы изотермы эффективной теплопроводности были в согласии со значениями, полученными по формуле (1). Результаты вычислений для нескольких температур представлены в табл. 2.

Таблица 2

T, K	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$\alpha, \text{ см}^{-1}$	(1,54)	(1,53)	1,53	1,53	1,53	1,54	1,55

Из таблицы следует, что средний коэффициент поглощения практически не изменяется с ростом температуры. Следует подчеркнуть, что при вычислениях коэффициент преломления полагали величиной постоянной, поскольку зависимость его от температуры экспериментально не изучена. Незначительное возрастание коэффициента преломления (например, на 0,2) может привести к возрастанию α с увеличением температуры.

Имея данные для среднего коэффициента поглощения плавленого кварца, можно найти эффективные значения лучистой составляющей по формуле (1) и «истинную» лучистую теплопроводность по известной формуле Росселанда, справедливую для оптически толстого слоя [13].

Сопоставление настоящих результатов с литературными затруднительно, поскольку наши измерения относятся к температурам ~ 1200 К и выше. Экспериментальные значения среднего коэффициента поглощения для температуры 1000 К находятся в согласии с результатами, приведенными в монографии [10] для стекла марки КВ, которые получены на основе спектральных данных для коэффициента поглощения.

Аналогичное сравнение результатов по теплопроводности показывает, что наши данные, экстраполированные до температуры 1000 К, лежат выше приведенных в [10]. Причина, по-видимому, заключается в том, что литературные данные являются эффективными, относящимися к выбранной толщине образца и определенным поверхностным оптическим свойствам.

Резюмируя вышеизложенное, можно отметить, что реализация метода плоских температурных волн в широком спектре частот нагрева и при различном наборе толщин исследуемых образцов позволяет получать сведения о механизмах переноса тепла, о величинах соответствующих составляющих теплопроводности (температуропроводности), о среднем коэффициенте поглощения и их температурной зависимости в полупрозрачных веществах без теоретического рассмотрения соответствующей тепловой задачи, не имеющей точного аналитического решения.

Из анализа материала по теплопроводности плавленого кварца при высоких температурах следует, что кварц может оказаться полезным при отработке методов измерения тепловых свойств частично прозрачных материалов и в то же время не может быть рекомендован в качестве эталонного вещества при изучении температурной зависимости теплопроводности диэлектриков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чечельницкий А. З. «Теплофиз. высоких температур», 1972, 10, № 2, 63.
2. Мень А. А., Сергеев О. А. В сб.: «Тепло- и массоперенос», 1972, 7, 103.
3. Ромашин А. Г. «Теплофиз. высоких температур», 1969, 7, № 4, 659.
4. Девяткова Е. Д. «Физ. тв. тела», 1960, 2, № 4, 736.
5. Безрукова Е. Н. «Теплофиз. высоких температур», 1973, 11, № 1, 93.
6. Капатоги Н. «J. Geophys. Res.», 1968, 73, N 2, 315.
7. Мень А. А., Сергеев О. А. ДАН СССР, 1972, 203, № 6, 272.
8. Poltz H. «Int. J. Heat Mass Transfere», 1965, 8, N 4, 515.
9. Гуренкова Т. В. Автореферат канд. дис. Казань, 1971.
10. Мень А. А., Сергеев О. А. Теплофизические свойства полупрозрачных материалов. М., 1978.
11. Спэрроу Э. М., Сеес Р. Д. Теплообмен излучением. Л., 1971.
12. Юрчак Р. П., Хромов А. В. «Заводская лаборатория», 1978, № 5, 557.
13. Мень А. А. «Теплофиз. высоких температур», 1972, 10, № 5, 1073.
14. Белов Г. Я. «Теплофиз. высоких температур», 1977, 15, № 5, 1062.
15. Белов Г. Я. «Теплофиз. высоких температур», 1978, 16, № 4, 755.
16. Варгафтик Н. Б., Филиппов Л. П. Теплопроводность газов и жидкостей. М., 1970.
17. Anderson O. L., Schreiber E. «J. Geophys. Res.», 1965, 70, N 6, 2115.
18. Southard J. C. «J. Am. Chem. Soc.», 1941, 63, 3142.

Кафедра
физики Земли

Поступила в редакцию
21.03.78

УДК 518.98+621.372.061

В. И. ШЕСТАКОВ

ОПЕРАЦИИ ОБРАЩЕНИЯ И ИНВЕРСИИ КОМПЛЕКСНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

§ 1. Числовые значения физических величин

Пусть V_e — положительная скалярная величина [1], принятая за единицу величины. Величина V называется комплексной, если

$$V = \gamma V_e, \quad (1)$$

где $\gamma = \alpha + j\beta$, α, β — конечные действительные числа, $j = \sqrt{-1}$, или же $\gamma = \infty$, где ∞ — несобственное число, присоединяемое обычно к множеству комплексных чисел. Величина V называется мнимой, если $\alpha = 0$, $\beta \neq 0$ и действительной величиной, если $\alpha \neq 0$, $\beta = 0$.

Числа 0 и ∞ условимся называть особыми ввиду особой роли, которую они играют в алгебраических операциях. Выражения: $\infty - \infty$, $0 \cdot \infty$, $\infty \cdot 0$, $\frac{\infty}{0}$, $\frac{0}{\infty}$ обычно считаются неопределенными, тогда как подобные выражения для всех остальных чисел имеют однозначно-определенные значения. Значения $0V_e$ и ∞V_e величины V будем называть ее особыми или вырожденными значениями. Переменную величину с областью значений $\{0V_e, \infty V_e\}$ будем называть вырожденной переменной и обозначать строчной буквой v . В частности, вырожденной числовой переменной будем называть числовую переменную с областью значений $\{0, \infty\}$.

Если система единиц физических величин фиксирована и, стало быть, фиксирована единица V_e величины V , то целесообразно ввести