

УДК 536.24

Оценка влияния излучения на результат кратковременных измерений теплофизических характеристик полупрозрачных сред

Г.Г. Спирин, Д.В. Василевский, С.Ю. Побережский, Д.С. Симанков

Аннотация

Метод кратковременных измерений в стадии иррегулярного теплового режима применён для изучения полупрозрачных сред. В рамках задачи радиационно-кондуктивного теплообмена приведена оценка влияния излучения на результаты исследования.

Ключевые слова:

теплопроводность; измерение; метод нагретой нити; нестационарный нагрев; радиационный перенос тепла.

Введение. В промышленности, включая авиационно-космическую отрасль выделяются огромные средства на НИОКР. Для эффективного проведения этих работ необходимо знать характеристики используемых материалов, в том числе и теплофизические. Например, при изготовлении лобового стекла, обшивки аппарата и другое. Применительно к теплофизике необходимо знать по отдельности различные вклады переноса тепла в эффективной характеристике теплопереноса. Особенно важно оценить радиационную составляющую. Этому вопросу и посвящена статья, апеллирующая к наиболее сложному случаю полупрозрачных сред.

Если ставить задачу определения в теплофизическом эксперименте истинных, не искаженных влиянием излучения характеристик переноса то в ее решении возможны три подхода. Первый расчетный, предполагающий количественную оценку радиационной составляющей и ее последующее вычитание из эффективной характеристики переноса; второй подход предполагает измерение характеристик в условиях оптически толстого слоя,

когда возможно градиентное представление радиационного теплового потока. Наконец, третий путь, которому собственно посвящена данная работа, это проведение измерений в оптически тонких слоях, когда влияние излучения, сведено к контролируемому минимуму.

Метод. Первый подход не накладывает никаких ограничений на процесс измерения характеристик переноса, второй и третий подходы требуют достаточно специфичных условий: необходимо, чтобы эксперимент (удовлетворял асимптотическим приближениям оптически толстого или тонкого слоя, соответственно. Первый подход требует точного знания оптических характеристик среды в широком температурном и частотном диапазоне, а также оптические свойства, ограничивающих ее поверхностей.

К тому же, стремление к точности численного расчета существенно увеличивает трудоемкость процедуры вычисления, а использование приближенных методов анализа, в частности «серого» приближения, может привести к погрешностям неприемлемым с точки зрения метрологии.

Определение радиационной теплопроводности с помощью формулы Расселанда [1] и ее последующее вычитание из эффективного значения теплопроводности, полученного в условиях оптически толстого слоя также сопряжено со значительными трудностями. В частности, расчет радиационной теплопроводности требует знания коэффициентов поглощения; сама же радиационная теплопроводность определяется лишь в «сером» приближении и ее рассчитанное значение может существенно отличаться от истинного. Непосредственное измерение радиационной составляющей, базирующееся на визуализации температурных полей в среде требует использования специальной оптической аппаратуры и достаточно трудоемко.

Более предпочтительным представляется третий подход - прямой эксперимент по определению молекулярных характеристик переноса. Его организация требует выполнения единственного, принципиально важного условия: температурное поле созданное в исследуемой среде должно быть локализовано в пределах оптически тонкого слоя.

Для оценки влияния излучения на результаты измерения молекулярных характеристик переноса используем соотношения результаты [2].

В частности, для относительной погрешности за счёт пренебрежения радиацией при измерении тепловой активности имеем [1]

$$\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{8n^2\sigma T_0^3\sqrt{\pi}}{\lambda_c} \frac{f(K_n)}{\varphi} = \frac{8n^2\sigma T_0^3\sqrt{\pi}}{\lambda_c} F(\varphi), \quad (1)$$

а при измерении теплопроводности:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{2n^2\sigma T_0^3 r_0^2 \pi^2}{\lambda} F(\varphi, F_0). \quad (2)$$

Здесь ε - тепловая активность, n - показатель преломления, σ - постоянная Стефана — Больцмана, T_0 - температура датчика, λ_c - молекулярная теплопроводность, φ - коэффициент поглощения, $f(K_n)$, $F(\varphi)$, $F(\varphi, F_0)$ - специальные функции, r_0 - радиус нити, F_0 - число Фурье.

Анализ результатов. На рис. 1 показана функция $F(\varphi, F_0)$ определяющая в (1) вклад излучения в измерения тепловой активности. Значения функции приведены при трёх значениях параметра \sqrt{at} (10^{-3} м, 10^{-4} м, 10^{-5} м) (a - температуропроводность, t - время импульса), имеющего смысл длины диффузии температуры в среду. Для функции $F(\varphi)$, являющейся произведением двух монотонных функций, одна из которых растёт, а другая убывает характерен максимум. Это обстоятельство позволяет производить оценку по максимальному радиационному вкладу без знания оптических характеристик исследуемой среды. Например, при $\sqrt{at} = 10^{-4}$ м, максимальное влияние излучения проявляется при $\varphi = 10^{-4}$ м $^{-1}$. Этому значению коэффициента поглощения соответствует максимум функции $F(\varphi)_{MAX} = 4 \cdot 10^{-4}$ м.

Последняя величина определяет максимальную величину погрешности измерения тепловой активности. В частности для вещества с $n=1,2$; $\lambda_c \approx 1$ Вт/(м·К) при температуре 1000 К, эта погрешность составляет $\left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)_{MAX} = 0,5\%$.

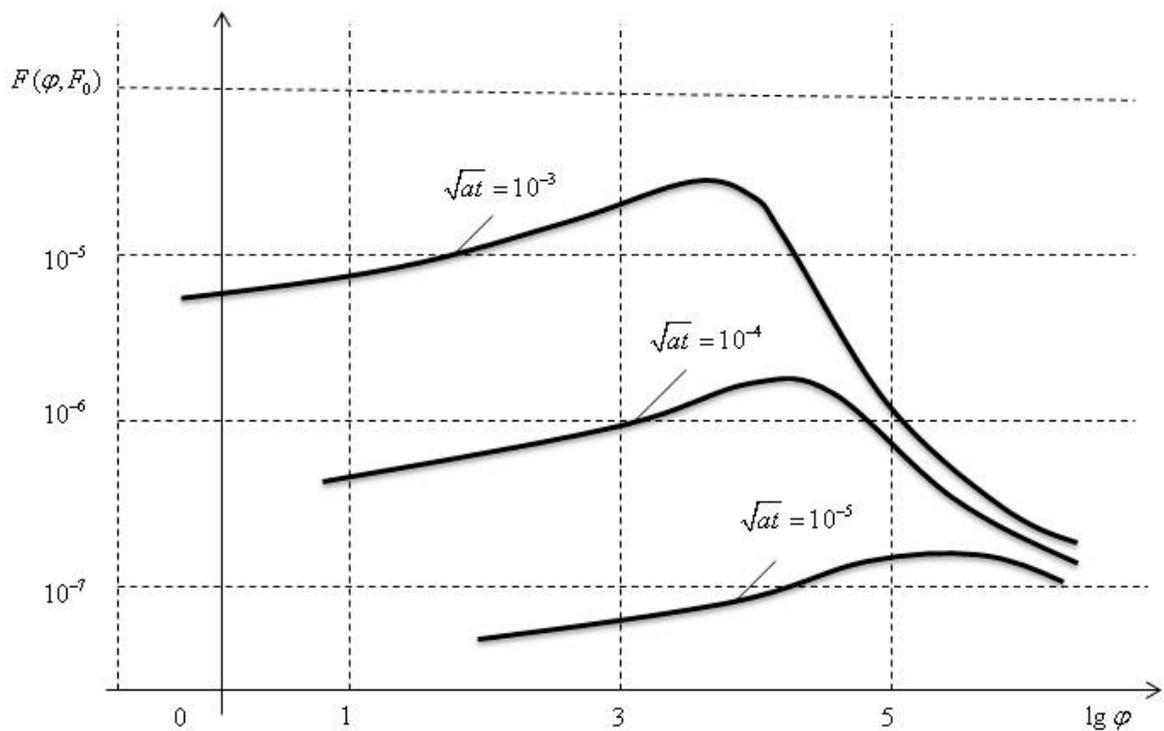


Рис. 1. Функция $F(\varphi, F_0)$, вклад излучения в изменение тепловой активности.

На рис.2 показаны зависимости $\left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)_{MAX}$ от температуры при различных величинах эффективной глубины проникновения температурного поля в исследуемую среду (\sqrt{at}). Анализ графических зависимостей показывает, что если температурное поле в процессе измерения локализовано в малой пространственной области ($\sqrt{at} = 10^{-5}$ м), то практически для всех диэлектрических веществ ($\lambda_c > 0,1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$) в температурном диапазоне до 1300 К, максимальная погрешность измерения тепловой активности веществ за счет пренебрежения излучением не превышает 1 %. Предполагая, что диапазон изменения коэффициента температуропроводности диэлектрических веществ $a = 10^{-8} \div 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, для диапазона длительности измерений, соответствующих сформулированным условиям, имеем $t = 10^{-4} - 10^{-6} \text{ с}$.

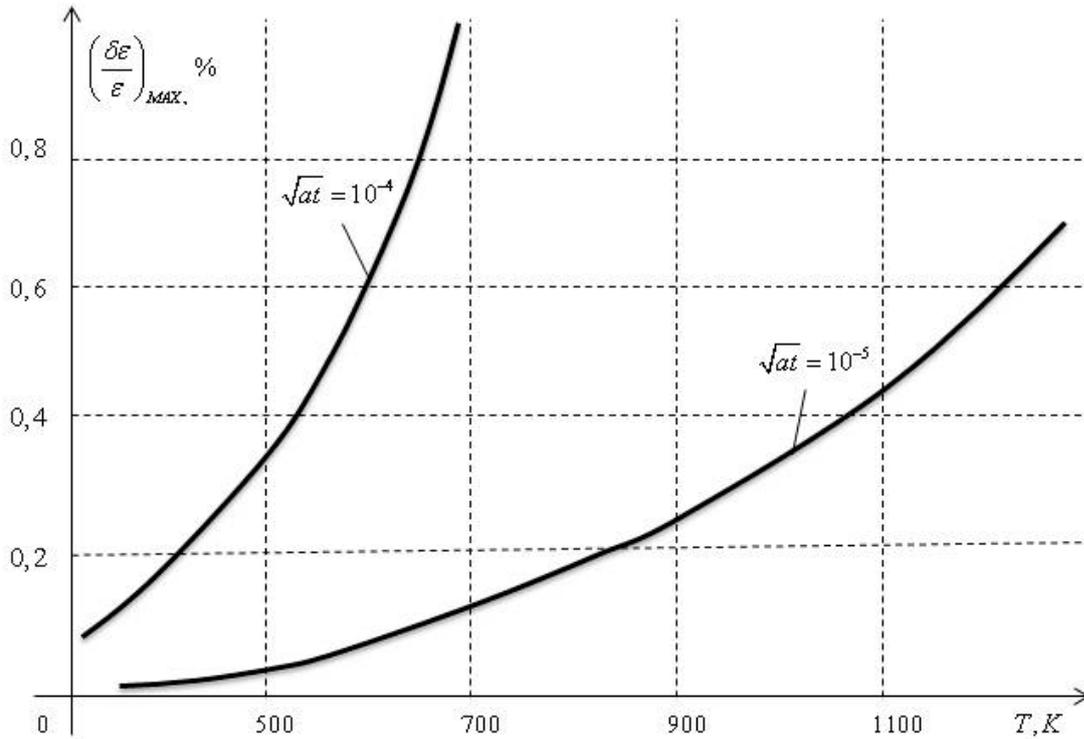


Рис. 1. Функция $\left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)_{MAX}$, зависимость максимальной погрешности от температуры.

С увеличением длительности измерений, в частности при $t \approx 1$ с оценки по максимуму нуждаются в корректировке с привлечением информации по оптическим характеристикам исследуемой среды.

Рассмотрим результаты расчета применительно к такому объекту как кварцевое стекло ($a = 0,75 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $t = 1 \text{ с}$, $\rho^s = 0,94$). Используем следующие исходные данные:

$T_0, \text{ K}$	$\varphi, 1/\text{м}$	K_n	$\lambda_R f(K_n)$	$\lambda_C, \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$
700	100	0,17	$3 \cdot 10^{-3}$	1,76
1100	125	0,22	$4 \cdot 10^{-3}$	1,98

Сравнение последних двух колонок показывает, что при оптически тонком полупрозрачном слое расчёт влияния излучения можно проводить в соответствии с формулой (1). Однако авторы [3] отмечают, что с учётом полосы непрозрачности в спектре кварцевого стекла (марки КВ), значения приведённые в таблице могут измениться в несколько раз. Тем не менее, эта

неопределённость не изменит существа рассматриваемого вопроса и предыдущий вывод останется в силе.

Используя (1) имеем:

$$\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} = \begin{cases} 0,79 & \text{if } \dot{Q}_0 = 700\hat{E} \\ 2,9 & \text{if } \dot{Q}_0 = 1100\hat{E} \end{cases}$$

Таким образом, результаты измерения в пределах приведенных погрешностей можно классифицировать, как измерения молекулярной тепловой активности. Расчет погрешности измерений теплопроводности в соответствии с (2) корректен при условии $K_n = \varphi\sqrt{at} \ll 1$.

Полагая для определённости

$$\varphi^* \sqrt{at} = 0,1 \quad (3),$$

можно найти граничное значение коэффициента поглощения (φ^*), соответствующее условию оптически тонкого слоя.

Рассмотрим возможности метода кратковременных измерений применительно к классу твердых полупрозрачных материалов. Реально диапазон значений теплопроводности таких материалов составляет $\lambda = 0,1 \div 10$ Вт/(м·К), а диапазон изменения коэффициентов температуропроводности, при средней объемной теплоемкости $\rho c = 2 \cdot 10^6$ Дж/(м³·К) составляет соответственно $a = 0,5 (10^{-5} \div 10^{-7})$ м²/с.

Исходя из типичных условий эксперимента при которых радиус платиновой проволоки $r_0 = 10^{-5}$ м, $t = 1$ с, и используя соотношения (2) и (3), а также графическую зависимость $F(\varphi)$, при фиксированных значениях числа Фурье можно определить ту область параметров, в которой кратковременные измерения наиболее эффективны. В частности, на рис.3 на диаграмме $\lg a - \lg \varphi$ заштрихована область для которой погрешность за счет влияния излучения при использовании метода не превышает 1 % при $T_0 \leq 10^3$ К. Этой области соответствуют среды с коэффициентом поглощения $\sim 10 \div 500$ 1/м. Следует отметить, что именно в таких средах, при использовании других методов радиационный перенос может быть выражен в значительной степени; в частности в оптически толстых слоях радиационная теплопроводность может быть соизмерима с молекулярной.

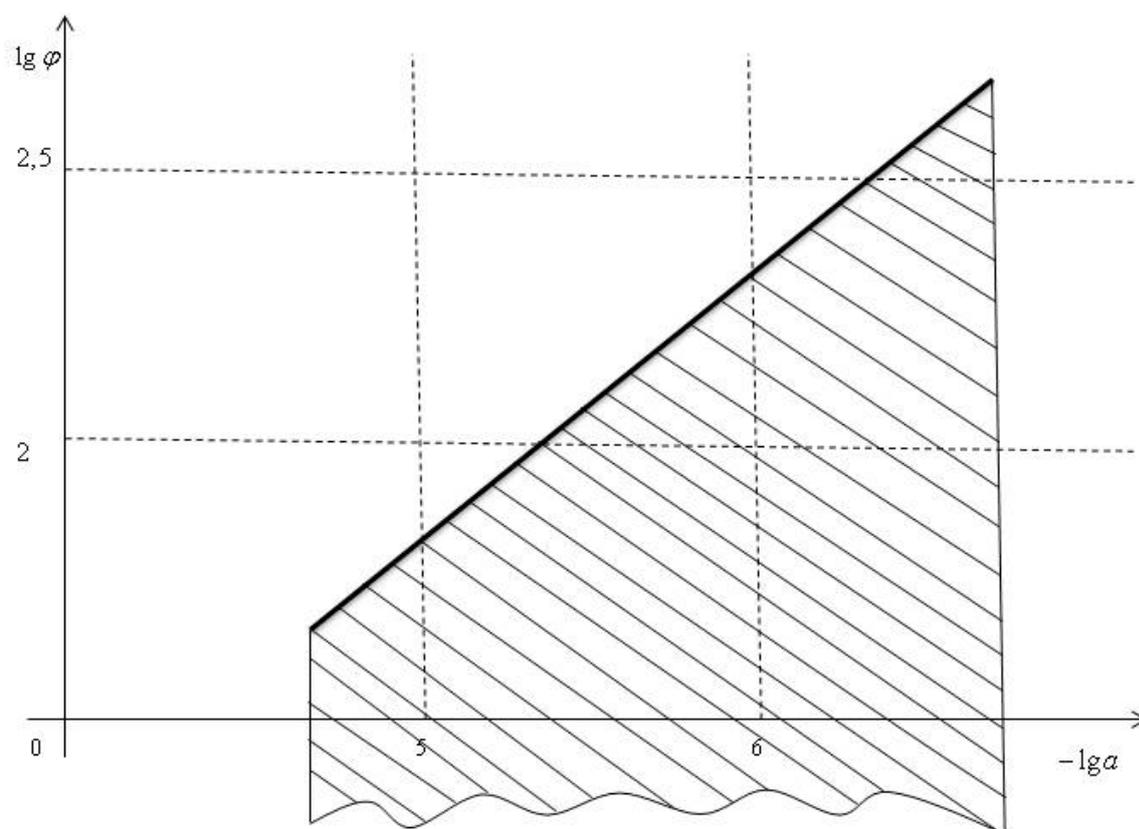


Рис. 3. Диаграмма $\lg \alpha - \lg \varphi$.

Полагая, что время измерения $t=5 \cdot 10^{-2}$ с (это время характерно при исследовании жидкостей), а коэффициент температуропроводности $a \sim 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$, имеем оценочное значение $\varphi^* = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$.

Для жидкостей с $0 < \varphi < \varphi^*$ расчет с помощью (2) корректен. Фактически указанный диапазон определяет весь класс слабопоглощающих жидкостей, т.е. сред, где радиационный перенос выражен заметным образом.

Вывод. Используя граничное значение с помощью (2) можно получить следующий важный результат: при кратковременных измерениях $[4,5](t \leq 2 \cdot 10^{-2} \text{ с})$ погрешность в измерении молекулярной теплопроводности (для температур меньше 500 К) за счет пренебрежения радиацией не превышает 0,1 %.

Библиографический список.

1. Стрекалова Е. А., Радиационно-кондуктивный теплообмен при кратковременных измерениях теплофизических характеристик полупрозрачных сред; Дис.канд. тех. наук; Москва, МЭИ, 1992; 144 с.
2. Оцисик М. Ц., Сложный теплообмен; Москва, Мир, 1976; 616 с.
3. VanderHeld E.F.M. Van Drunen F.G. A method of measuring the thermal conductivity of liquids; Phisica, 1949, 15, №10, P. 865-881
4. Спири́н Г.Г. Кратковременные измерения в стадии иррегулярного теплового режима и диагностика теплофизических свойств диэлектрических веществ и материалов на их основе: Дис. докт. техн. наук.; Москва, ИВТАН, 1986; 390с.
5. Габитов Ф.Р., Теплофизические свойства органических жидкостей в широком диапазоне температур, не искаженные радиационным теплопереносом: Дис. д-ра техн. наук: Казань, 2000, 535с.

Сведения об авторах.

Спири́н Геннадий Георгиевич, профессор Московского авиационного института (национального исследовательского университета), д.т.н.

МАИ, Волоколамское ш., 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993; тел.: (499) 158-46-43; e-mail: spirinas@mai.ru

Василевский Дмитрий Валентинович, генеральный директор ООО "Иплана", к.т.н.;

141070, Московская область, г. Королев, ул. Ленина, д.10а; тел.: (499) 158-46-43; e-mail: spirinas@mai.ru

Побережский Сергей Юрьевич, Управление внутренних дел при ОВД по САО

125499, г. Москва, Флотская ул., д.62А, +7 929 641 1272

Симанков Дмитрий Сергеевич, аспирант Московского авиационного института (национального исследовательского университета).

МАИ, Волоколамское ш., 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993. e-mail: pegasds1@mail.ru, тел.: (499) 158-46-43