

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

G. Ya. Belov, Flat temperature waves in a semitransparent absorbing and scattering medium, *TVT*, 1977, Volume 15, Issue 5, 1055–1063

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.82

January 13, 2025, 03:16:25



УДК 536.25

ПЛОСКИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВОЛНЫ В ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ И РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ*Белов Г. Я.*

Представлен приближенный метод аналитического исследования амплитудно-фазовых характеристик гармонических колебаний температуры и мощности в плоском слое полупрозрачной среды. В задаче учитываются объемное поглощение, излучение, рассеяние, селективность оптических свойств и определенная прозрачность граничных поверхностей. Решение линеаризованного уравнения радиационно-кондуктивного теплообмена основано на аппроксимации комплексной амплитуды температурных колебаний полиномом определенной степени и нахождении коэффициентов полинома по методу коллокаций.

На примере решения задачи для случая серой среды показано, что разработанный метод не требует больших затрат машинного времени счета. Результаты расчета при использовании полиномов 5-й и 7-й степеней хорошо согласуются между собой и с результатами известных решений. Представлены результаты расчета разности фаз между колебаниями температуры и мощности, величины относительного модуля амплитуды колебаний температуры на поверхностях плоского слоя от критерия Предводителя, параметра теплопроводности, степени черноты ограничивающих поверхностей, оптической толщины и альбедо рассеяния. Анализируется влияние прозрачности слоя и оптических свойств среды и границ на результаты расчетов амплитудно-фазовых характеристик.

В теплофизической практике широко применяются методы исследования, основанные на использовании регулярного режима третьего рода, в частности плоских температурных волн в непрозрачных для теплового излучения средах. Эти методы обладают повышенной информативностью, многократной циклической повторяемостью результатов, допускают скоростные высокотемпературные измерения комплекса тепловых свойств на образцах малых размеров с минимальным количеством датчиков температуры. Широкое развитие эти методы получили применительно к исследованию твердых и жидких металлов [1-3].

Не менее важным аспектом в развитии этих методов является их теоретическое обоснование и распространение на обширный класс полупрозрачных неметаллических материалов. Применительно к исследованию полупрозрачных слоев окиси алюминия регулярный режим третьего рода рассматривался в [4]. Однако принятые автором допущения при аппроксимации амплитудно-фазовых функций делают анализ весьма грубым. В [5] используется численное решение при анализе специального случая распространения колебаний температуры от непрозрачных оптически симметричных плоских стенок к центру слоя полупрозрачной нерассеивающей среды. Здесь будет рассмотрен наиболее общий случай распространения гармонических колебаний температуры и плотности теплового потока в плоском слое полупрозрачной, поглощающей и рассеивающей среды с учетом селективности оптических свойств и определенной прозрачности ограничивающих поверхностей. Считаются известными толщина слоя L , коэффициент теплопроводности λ_T , удельная объемная теплоемкость γ_{cp} , спектральные зависимости показателя преломления n_λ , коэффициентов

поглощения α_λ , обратного рассеяния β_λ среды, а также коэффициентов диффузного отражения $r_{1\lambda}$, $r_{2\lambda}$ и степени черноты $\epsilon_{1\lambda}$, $\epsilon_{2\lambda}$ ограничивающих поверхностей. При этом, как и в [6, 8], предполагается, что роль индикатрисы объемного рассеяния можно учесть, если коэффициент обратного рассеяния β_λ находить в виде произведения $\delta_\lambda \beta_{p\lambda}$, где $\beta_{p\lambda}$ — истинный коэффициент объемного рассеяния. Положительный множитель $\delta_\lambda \leq 1$ определяет долю рассеянного излучения в направлениях, составляющих с вектором падающего излучения тупой угол. Для симметричных индикатрис рассеяния $\delta_\lambda = 1/2$. Как и в [1, 4, 5], задача решается в линейном приближении.

Описание лучистой составляющей плотности теплового потока проводится с использованием основных допущений и соотношений [6, 7]. В задачу входит отыскание и параметрическое исследование амплитудно-фазовых характеристик гармонических колебаний температуры и плотности теплового потока (мощности) при заданной угловой частоте ω колебаний на одной из ограничивающих поверхностей.

Уравнение теплопроводности с учетом лучистой составляющей теплового потока $q_\pi(x, \tau)$ имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\lambda_\tau \frac{\partial T}{\partial x} + q_\pi \right) = -\gamma c_p \frac{\partial T}{\partial \tau}. \quad (1)$$

Решение уравнения (1) получим при граничных условиях общего вида

$$a_l \frac{\partial T_{sl}}{\partial x} + b_l T_{sl} = c_l e^{i\omega t} + d_l \quad (l=1, 2), \quad (2)$$

где a_l , b_l , c_l , d_l — некоторые известные величины, T_{sl} — значения температуры на ограничивающих поверхностях.

Поместив начало координат в центр слоя ($-L/2 \leq x \leq L/2$), проинтегрируем уравнение (1) по x и перейдем к безразмерным величинам, приняв за характеристические значения длины L , времени $2\pi/\omega$, температуры некоторое известное значение T_0 и плотности теплового потока σT_0^4 . В результате уравнение (1) и условие (2) можно представить в виде

$$-\frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} + \frac{q_\pi^*}{N} + \frac{\kappa^2}{2\pi} \int_0^{\bar{x}} \frac{\partial \theta}{\partial t} d\bar{x} = \frac{q^*}{N} \quad (3)$$

$$a_l^* \frac{\partial \theta_{sl}}{\partial \bar{x}} + b_l^* \theta_{sl} = c_l^* e^{i2\pi t} + d^* \quad (l=1, 2), \quad (4)$$

где $\theta = (T - T_0)/T_0$, $q_\pi^* = q_\pi / \sigma T_0^4$, $q^* = q / \sigma T_0^4$, $N = \lambda_\tau / L \sigma T_0^3$ — параметр теплопроводности; $\kappa^2 = \omega L^2 (\lambda_\tau / \gamma c_p)^{-1}$ — критерий Предводителяева; $t = \tau / (2\pi/\omega)$; $\bar{x} = x/L$, $\theta_{sl} = (T_{sl} - T_0)/T_0$; a_l^* , b_l^* , c_l^* , d^* — безразмерные коэффициенты.

Величины θ , q_π^* , q^* могут быть представлены в виде суммы постоянной (независящей от времени) и периодически изменяющейся составляющих

$$\theta(\bar{x}, t) = \bar{\theta}(\bar{x}) + \bar{\theta}(\bar{x}) e^{i2\pi t}. \quad (5)$$

$$q_\pi^*(\bar{x}, t) = \bar{q}_\pi(\bar{x}) + \tilde{q}_\pi(\bar{x}) e^{i2\pi t}; \quad q^*(0, t) = \bar{q} + \tilde{q} e^{i2\pi t}.$$

В результате уравнения (3) и (4) могут быть разбиты на отдельные уравнения для постоянной и переменной составляющих, отмеченных соответственно чертой и тильдой

$$-\bar{\theta}' + (\bar{q}_\pi/N) = \bar{q}/N; \quad (6)$$

$$a_l^* \bar{\theta}_{sl}' + b_l^* \bar{\theta}_{sl} = d_l^* \quad (l=1, 2)$$

$$-\bar{\theta}' + \frac{\tilde{q}_n}{N} + i\kappa^2 \int_0^{\bar{x}} \bar{\theta} d\bar{x} = \frac{\tilde{q}}{N}; \quad a_l \bar{\theta}_{s_l} + b_l \bar{\theta}_{s_l} = c_l \quad (l=1, 2). \quad (7)$$

Штрихом отмечены производные по \bar{x} .

Метод решения уравнений (6) для постоянной составляющей применительно к относительно малым разностям температуры ($\theta \ll 1$) приведен в работе [7]. Применяя его, найдем решение уравнений (7) для переменной составляющей.

Функцию $\bar{\theta}(\bar{x})$ будем искать в следующем виде:

$$\bar{\theta}(\bar{x}) = \sum_{j=0}^k a_j P_j(\bar{x}), \quad (8)$$

где a_j — неизвестные комплексные коэффициенты; $P_j(\bar{x})$ — известные полиномы.

В качестве $P_j(\bar{x})$ могут быть выбраны обычные полиномы, в частности $P_j(\bar{x}) = \bar{x}^j$, а также ортогональные полиномы Чебышева, полиномы Лежандра и др. Для температурной функции, заданной соотношением (8), безразмерная лучистая составляющая в соответствии с работой [7] определяется выражением

$$\tilde{q}_n(\bar{x}) = \sum_{j=0}^k a_j A_j(\bar{x}). \quad (9)$$

Алгебраические соотношения для расчета $A_j(\bar{x})$ приведены в [7]. Функция $A_j(\bar{x})$ однозначно определяется видом полинома $P_j(\bar{x})$, оптическими свойствами граничных поверхностей $\epsilon_1, r_1, \epsilon_2, r_2$, показателем преломления среды n , оптической толщиной τ_0 и параметром рассеяния ρ

$$\tau_0 = \gamma L; \quad \rho = (\gamma - \alpha) / (\gamma + \alpha); \quad \gamma = \sqrt{\alpha^2 + 2\alpha\beta}.$$

При исследовании параметрических зависимостей будем в дальнейшем использовать вместо τ_0 и ρ значения приведенной оптической толщины τ^* и альbedo рассеяния Ω

$$\tau^* = (\alpha + 2\delta\beta_p) L = \tau_0 (1 + \rho) / (1 - \rho) \quad (\rho < 1); \quad \tau^* = 2\delta\beta_p \quad (\rho = 1), \quad (10)$$

$$\Omega = 2\delta\beta_p / (\alpha + 2\delta\beta_p) = 4\rho / (1 + \rho)^2 \quad (\beta = \delta\beta_p).$$

Названные величины являются в общем случае функциями длины волны. Лишь для случая серой среды все параметры задачи являются числовыми коэффициентами. С учетом (8) и (9) система уравнений (7) примет вид

$$\sum_{j=0}^k a_j \left[-P_j'(\bar{x}) + \frac{A_j(\bar{x})}{N} + i\kappa^2 \int_0^{\bar{x}} P_j(\bar{x}) d\bar{x} \right] = \frac{\tilde{q}}{N}, \quad (11)$$

$$\sum_{j=0}^k a_j [a_l P_j'(\bar{x}_{s_l}) + b_l P_j(\bar{x}_{s_l})] = c_l; \quad l = 1, 2. \quad (12)$$

По аналогии с [7] для определения неизвестных величин $\tilde{q}, a_1, a_2 \dots a_k$ используем метод коллокаций, согласно которому уравнение (11) записывается применительно к различным точкам в слое \bar{x}_m с их общим числом k . С учетом (12) получаем систему $(k+2)$ линейных алгебраических уравнений, решая которую стандартным способом находим комплексные значения \tilde{q} и a_j . Амплитудно-фазовые характеристики колебаний температуры и плотности теплового потока в зависимости от глубины слоя нахо-

$$A_T(\bar{x}) = |\bar{\theta}(\bar{x})| = \left| \sum_{j=0}^k a_j P_j(\bar{x}) \right|;$$

$$\varphi_T(\bar{x}) = \text{arctg} \frac{\text{Im} \bar{\theta}(\bar{x})}{\text{Real} \bar{\theta}(\bar{x})} = \text{arctg} \left(\frac{\text{Im} \sum_{j=0}^k a_j P_j(\bar{x})}{\text{Real} \sum_{j=0}^k a_j P_j(\bar{x})} \right), \quad (13)$$

$$A_q(\bar{x}) = |\tilde{q}_z^*(\bar{x})|; \quad \varphi_q(\bar{x}) = \text{arctg} (\text{Im} \tilde{q}_z^*(\bar{x}) / \text{Real} \tilde{q}_z^*(\bar{x})),$$

$$\text{где } \tilde{q}_z^*(\bar{x}) = -N\bar{\theta}'(\bar{x}) + \tilde{q}_z(\bar{x}) = \sum_{j=0}^k a_j [-NP_j'(\bar{x}) + A_j(\bar{x})]$$

— переменная составляющая безразмерной результирующей плотности теплового потока.

Для теплофизической практики представляет интерес исследование параметрических зависимостей разности фаз между колебаниями температура — температура φ_{TT} , мощность — мощность φ_{qq} , мощность — температура φ_{qT} , температура — мощность φ_{Tq} на ограничивающих поверхностях плоского слоя

$$\varphi_{TT} = \varphi_T(\bar{x}_{s2}) - \varphi_T(\bar{x}_{s1}); \quad \varphi_{qq} = \varphi_q(\bar{x}_{s2}) - \varphi_q(\bar{x}_{s1}), \quad (14)$$

$$\varphi_{qT} = \varphi_T(\bar{x}_{s2}) - \varphi_q(\bar{x}_{s1}); \quad \varphi_{Tq} = \varphi_q(\bar{x}_{s2}) - \varphi_T(\bar{x}_{s1}).$$

Для слоя с непрозрачными стенками и непрозрачного покрытия $\varphi_{qq} \equiv \varphi_{qT}$ и $\varphi_{Tq} \equiv \varphi_{TT}$. Для полупрозрачного покрытия в общем случае $\varphi_{qq} \neq \varphi_{qT}$ и $\varphi_{Tq} \neq \varphi_{TT}$.

При измерениях теплоемкости рассматривают F — величину, определяющую отношение амплитуды колебаний температуры на «холодной» стороне образца к средней по массе амплитуде колебаний температуры слоя с адiabатическими границами

$$F = \frac{\bar{\theta}(x_{s2})}{(\tilde{q}_z(x_{s1}) / \omega \gamma c_p L)} = \frac{A_T(\bar{x}_{s2}) \kappa^2 N}{A_q(\bar{x}_{s1})}. \quad (15)$$

Соотношения (13) — (15) завершают решение задачи. Точность предложенного метода зависит от вида и наивысшей степени полиномов $P_j(\bar{x})$ в разложении (8) и выбора точек коллокаций \bar{x}_m . Ниже будет показано, что предложенный метод дает хорошие результаты при использовании степенных функций $P_j(\bar{x}) \equiv \bar{x}^j$ при наивысшей степени $k=5-7$ и равномерном распределении точек коллокаций по глубине слоя.

Исследование предложенного метода проведем на примере изучения амплитудно-фазовых характеристик в плоском слое серой поглощающей и рассеивающей среды, на одной из ограничивающих непрозрачных поверхностях которой задан гармонический закон изменения температуры $T_{s1} = T_0 + \Delta T \sin \omega t$. Отвод тепла от противоположной поверхности, которая может быть непрозрачной либо частично прозрачной (покрытие), происходит излучением в окружающую среду, т. е.

$$q_n(x_{s2}) - \lambda_T \frac{\partial T_{s2}}{\partial x} = E_{s2} = \varepsilon_2^* \sigma T_{s2}^4 = 4\varepsilon_2^* \sigma T_0^3 (T_{s2} - T_0),$$

где $\varepsilon_2^* = E_{s2} / \sigma T_{s2}^4$ — эффективная степень черноты (для непрозрачной поверхности — степень черноты); E_{s2} — плотность потока энергии, излучаемой во внешнюю среду. В общем случае плотность излучения, падающего на границу изнутри слоя ($q_n(x_{s2})$), не совпадает с величиной E_{s2} . Для полностью прозрачной границы $q_n(x_{s2}) = E_{s2}$.

Таблица 1

Определенная функция	Степень полинома k в разложении (8)	$N=1$			$N=10$			$N=100$		
		x^2								
		1	4	10	1	4	10	1	4	10
φ_{qT}	3	0,61	1,33	1,70	1,52	2,07	2,89	1,71	2,21	3,11
	5	0,60	1,33	1,70	1,52	2,06	2,78	1,71	2,20	2,99
	7	0,60	1,33	1,67	1,52	2,06	2,77	1,71	2,20	2,99
$ \varphi_{TT} $	3	0,15	0,57	1,05	0,39	1,24	2,19	0,47	1,39	2,40
	5	0,15	0,55	1,01	0,39	1,22	2,03	0,47	1,38	2,22
	7	0,14	0,53	0,95	0,39	1,22	2,02	0,47	1,38	2,22
F	3	0,42	0,69	0,58	0,93	0,86	0,58	0,99	0,90	0,62
	5	0,42	0,71	0,63	0,93	0,88	0,64	0,99	0,92	0,67
	7	0,42	0,71	0,66	0,92	0,87	0,62	0,99	0,92	0,67

Таблица 2

Параметр		Распределение точек коллокаций							
		равномерное $\bar{x}_i = 0; \pm 0,167; \pm 0,333; \pm 0,5$				неравномерное $\bar{x}_i = 0; \pm 0,25; \pm 0,4; \pm 0,5$			
		τ_0	x^2	φ_{qT}	$ \varphi_{TT} $	F	A_{T2}	φ_{qT}	$ \varphi_{TT} $
∞	1	0,683	0,232	0,212	0,198	0,683	0,232	0,212	0,198
	2	1,145	0,458	0,309	0,191	1,145	0,458	0,309	0,191
	4	1,683	0,871	0,358	0,169	1,684	0,872	0,358	0,169
	8	2,329	1,529	0,341	0,121	2,330	1,530	0,341	0,121
1 ($\Omega=0$)	1	0,379	0,095	0,234	0,459	0,379	0,095	0,234	0,459
	2	0,683	0,189	0,397	0,452	0,682	0,189	0,397	0,453
	4	1,055	0,365	0,545	0,429	1,054	0,364	0,545	0,429
	8	1,381	0,651	0,601	0,360	1,378	0,649	0,601	0,360

* A_{T2} — безразмерная амплитуда колебаний температуры на «холодной» поверхности.

Для данного случая граничные условия в системе уравнения (7) могут быть представлены в следующем безразмерном виде:

$$\bar{\theta}_{s1} = \theta_0 \quad (\theta_0 = \Delta T/T_0); \quad \bar{\theta}_{s2}' + \frac{\xi}{N} \bar{\theta}_{s2} = \frac{\tilde{q}_n(\bar{x}_{s2})}{N}; \quad (16)$$

$$\left[\tilde{q}_n(\bar{x}_{s2}) = \sum_{j=0}^k a_j A_j(\bar{x}_{s2}) \right].$$

Величина ξ будет рассматриваться как дополнительный параметр задачи. Отношение ξ/N имеет смысл критерия Био для условий теплообмена излучением [1]

$$\xi/N = 4\epsilon_2 \sigma T_0^3 L / \lambda_T = Bi.$$

Значениям $N \gg 1$ соответствуют условия теплообмена с $Bi \ll 1$. Для покрытия с полностью прозрачной границей второе условие системы (16) эквивалентно условию $\bar{\theta}_{s2}' = 0$, так как в этом случае

$$(\xi/N) \bar{\theta}_{s2} = \tilde{q}_n(\bar{x}_{s2}) / N.$$

Результаты решения различных вариантов задачи, выполненные с помощью ЭВМ БЭСМ-6, представлены в табл. 1 и на рис. 1–6. Основное

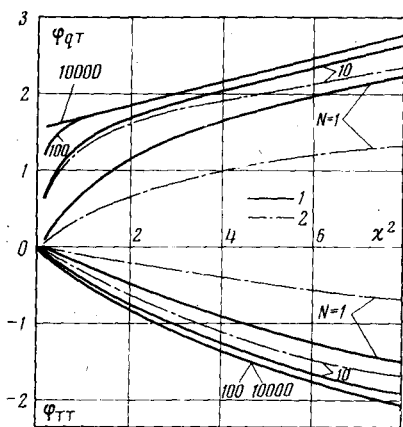


Рис. 1

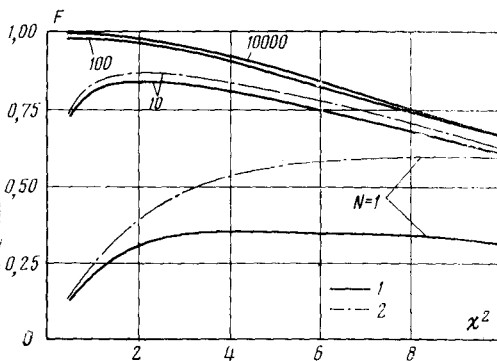


Рис. 2

Рис. 1. Разности фаз между колебаниями мощность – температура φ_{qT} и температура – температура φ_{TT} на абсолютно черных стенках слоя, $\xi=4$: 1 – непрозрачная среда ($\tau^* \rightarrow \infty$); 2 – $\tau^*=1$, $\Omega=0$

Рис. 2. Величина F , определяющая относительную амплитуду колебаний температуры на поверхности слоя с абсолютно черными границами: 1 – непрозрачная среда, $\tau^* \rightarrow \infty$; 2 – $\tau^*=1$, $\Omega=0$

внимание уделено исследованиям в области изменения параметров $N-1 \div \div 100$ и $\chi^2-1 \div \div 10$. Результаты расчетов величины F и разности фаз между колебаниями мощность – температура φ_{qT} и температура – температура φ_{TT} на непрозрачных стенках поглощающего и рассеивающего слоев ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = r_1 = r_2 = 0,5$; $\tau^*=1$; $\Omega=0,9$, полученные на основании расчетов с использованием в соотношении (8) полиномов 3, 5 и 7-й степеней при равномерном расположении точек коллокаций, приведены в табл. 1. Различие между результатами расчетов с полиномами 3–5-й и 5–7-й степеней увеличивается с ростом χ^2 , но не превышает ~ 10 и 5% соответственно.

Время, затрачиваемое на один вариант задачи при использовании полиномов 3, 5 и 7-й степеней, составляет соответственно 0,3; 0,4; 1,0 с для непрозрачного слоя, ~ 3 ; 5; 10 с для полупрозрачного нерассеивающего слоя и ~ 10 , 15, 30 с для поглощающего и рассеивающего слоя. Приведенные ниже результаты получены с использованием в расчетах полиномов 5 и 7-й степеней.

Для оценки влияния выбора узлов коллокаций проведены сравнительные расчеты с полиномом 7-й степени с равномерным и неравномерным распределением точек коллокаций. Результаты расчетов при $N=1$ для непрозрачного ($\tau_0 \rightarrow \infty$) и полупрозрачного ($\tau_0=1$; $\Omega=0$) слоев с черными стенками ($\xi=4$) приведены в табл. 2.

Результаты расчетов при равномерном и неравномерном распределении узлов практически совпадают между собой, так что предложенный метод с достаточной точностью может применяться при равномерном распределении узлов коллокаций.

Результаты расчетов по предложенной методике совпадают с известными точными решениями для непрозрачного слоя при $Bi \ll 1$ [1] (рис. 1; $N \geq 100$) и для нерассеивающего полупрозрачного слоя при симметричных граничных условиях [5] (рис. 3). Таким образом, предложенный метод позволяет при незначительных вычислительных трудностях получать достоверные результаты в широкой области изменения независимых параметров.

Оценим влияние оптических свойств среды, в частности оптической толщины, альбедо рассеяния и излучательных характеристик граничных поверхностей, на основные параметрические зависимости амплитудно-фа-

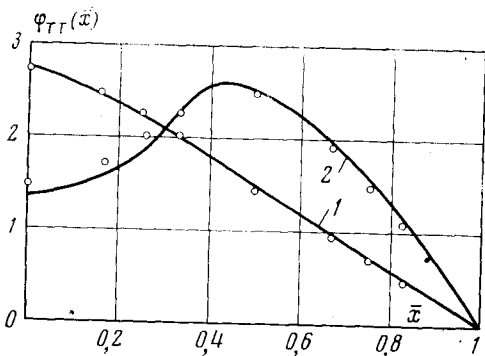


Рис. 3

Рис. 3. Сдвиг фазы температурных колебаний φ_{TT} по глубине нерассеивающего полупрозрачного слоя с симметричными граничными условиями по результатам данной работы (точки) и [5] (сплошные линии): 1 - $N=45,9$; $\kappa^2=16$; $\tau_0=1,63$; 2 - $N=1,23$; $\kappa^2=72$; $\tau_0=0,163$

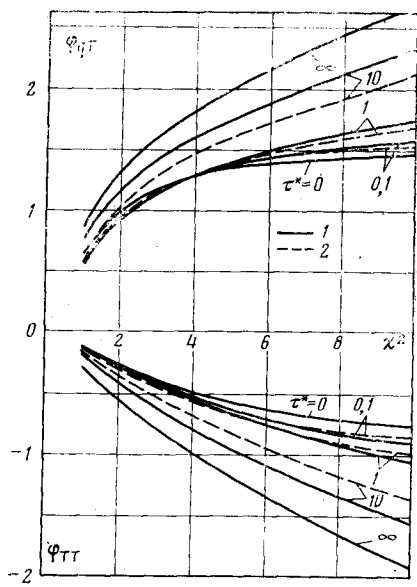


Рис. 4

Рис. 4. Разности фаз между колебаниями мощность - температура φ_{qT} и температура - температура φ_{TT} на непрозрачных стенках слоя ($N=1$; $\epsilon_1=\epsilon_2=r_1=r_2=0,5$; $\xi=2$): 1 - $\Omega=0$; 2 - $\Omega=0,9$

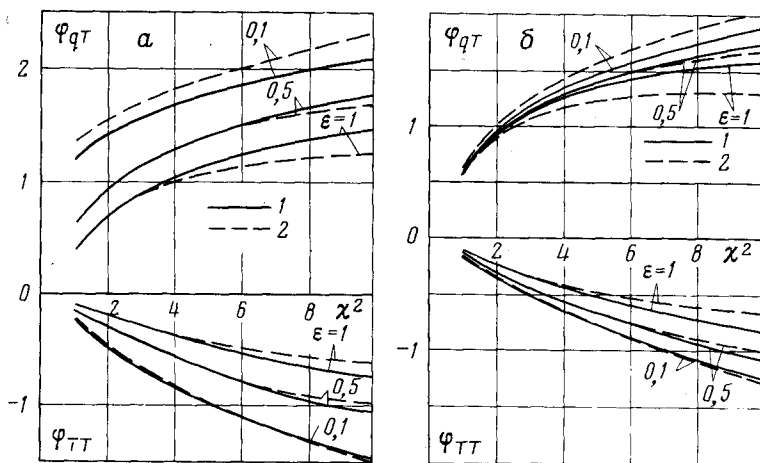


Рис. 5. Разности фаз между колебаниями мощность - температура φ_{qT} и температура - температура φ_{TT} на непрозрачных стенках полупрозрачного слоя: $N=1$; $\tau^*=1$; а - $\xi=4\epsilon$; б - $\xi=2$; 1 - $\Omega=0$; 2 - $\Omega=0,9$

зовых характеристик. Коэффициент преломления будем полагать равным 1, так как для серой среды его влияние можно учесть заданием определенных оптических характеристик поверхностей раздела и уменьшением параметра теплопроводности в n^2 раз [7]. С увеличением параметра N влияние прозрачности слоя уменьшается и при $N \geq 100$ результаты расчетов для полупрозрачного слоя с $\tau^*=1$ практически совпадают с результатами расчета для непрозрачной среды (рис. 1, 2). В связи с этим при опытах

на полупрозрачных образцах целесообразно стремиться к высоким значениям N , чтобы уменьшить относительную роль радиационной составляющей (7). Однако в области высоких температур реализовать условия $N \geq 100$ затруднительно из-за сравнительно низкой теплопроводности неметаллов. Практическое значение имеют исследования в области $N \sim 1$ ($Bi \sim 1$), где влияние прозрачности значительное. Для слоя с непрозрач-

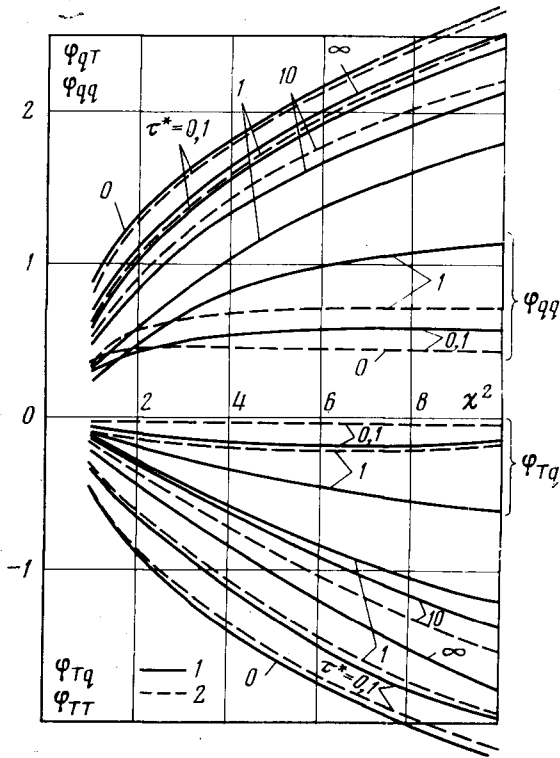


Рис. 6. Разности фаз между колебаниями мощность – мощность Φ_{qQ} , мощность – температура Φ_{qT} , температура – температура Φ_{TT} и температура – мощность Φ_{Tq} на покрытии ($N=1$; $\epsilon_1=r_1=0,5$; $\epsilon_2=r_2=0$): 1 – $\Omega=0$; 2 – $\Omega=0,9$

ными границами при $N=1$ наблюдается увеличение роли прозрачности с ростом параметра χ^2 и уменьшением τ^* .

Роль объемного рассеяния и влияние степени черноты стенок (при постоянном значении $\xi=2$) наиболее заметно проявляется при $\chi^2 \geq 4$ (рис. 4, 5). При $\tau^* \leq 1$ и степени черноты стенок $\epsilon \sim 0,5$ проявляется определенная консервативность к закладываемому в расчет альбедо рассеяния Ω (рис. 4). С увеличением степени черноты стенок наблюдается уменьшение абсолютных значений Φ_{qT} и Φ_{Tq} (рис. 5). Альбедо рассеяния при $\tau^*=1$ большее влияние оказывает на результаты расчетов Φ_{qT} в области $\epsilon \sim 0,1$ и $\epsilon \sim 1$ и меньшее влияние – на Φ_{Tq} .

Для полупрозрачного покрытия с коэффициентом преломления $n=1$ наблюдается немонотонная зависимость сдвига фаз Φ_{qT} и Φ_{Tq} от оптической толщины (рис. 6). В области значений $\tau^* \sim 1$ для покрытий проявляется наибольшая чувствительность результатов расчета к величине альбедо рассеяния Ω . В области $\tau^* \leq 1$ значения Φ_{qT} , Φ_{qQ} и Φ_{TT} , Φ_{Tq} значительно различаются между собой, а при $\tau^* \geq 10$ $\Phi_{qT} \approx \Phi_{qQ}$ и $\Phi_{TT} \approx \Phi_{Tq}$. Указанное обстоятельство может быть использовано в экспериментах для оценки степени прозрачности покрытия путем сравнения измеренных значений Φ_{qQ} , Φ_{qT} и Φ_{Tq} , Φ_{TT} .

Предложенный способ исследования и полученные результаты могут быть использованы в теплофизической практике при реализации методов регулярного режима третьего рода, в частности для выбора образца, оптимальной области изменения независимых параметров, оценки погрешности и прямого учета влияния прозрачности, объемного рассеяния и оптических свойств ограничивающих поверхностей. Во второй части работы метод будет применен при анализе температурных волн в стекле и окиси алюминия.

Автор выражает благодарность Л. П. Филиппову за постановку задачи и Н. Ф. Туровской за помощь в проведении расчетов.

Москва

Поступила в редакцию
28 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Филиппов. Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. Изд. МГУ, 1967.
 2. О. А. Краев, А. А. Стельмах. ТВТ, 2, № 4, 1963.
 3. Л. П. Филиппов. ТВТ, 3, № 5, 1964.
 4. J. E. Schatz, G. J. Simmons. J. Appl. Phys., 43, № 6, 1972.
 5. А. А. Мень. ТВТ, 10, № 5, 1972.
 6. Г. Я. Белов. ТВТ, 11, № 4, 1973.
 7. Г. Я. Белов. ТВТ, 12, № 5, 1974.
 8. В. Н. Адрианов. Основы радиационного и сложного теплообмена. «Энергия», 1972.
-