

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Г. Я. Белов, Плоские температурные волны в полупрозрачной поглощающей и рассеивающей среде, *ТВТ*, 1977, том 15, выпуск 5, 1055–1063

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 100.28.231.85

8 ноября 2024 г., 18:14:25



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  $\lambda_T$ , удельная объемная теплоемкость  $\gamma_{cp}$ , спектральные зависимости показателя преломления  $n_\lambda$ , коэффициентов

поглощения  $\alpha_\lambda$ , обратного рассеяния  $\beta_\lambda$  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  $\beta_\lambda$  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  $\omega$  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  $\sigma T_0^4$ . 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  $\theta$ ,  $q_\pi^*$ ,  $q^*$  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  $\tau_0$  и параметром рассеяния  $\rho$

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

При исследовании параметрических зависимостей будем в дальнейшем использовать вместо  $\tau_0$  и  $\rho$  значения приведенной оптической толщины  $\tau^*$  и альbedo рассеяния  $\Omega$

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

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

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-

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

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

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

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

— переменная составляющая безразмерной результирующей плотности теплового потока.

Для теплофизической практики представляет интерес исследование параметрических зависимостей разности фаз между колебаниями температура — температура  $\varphi_{TT}$ , мощность — мощность  $\varphi_{qq}$ , мощность — температура  $\varphi_{qT}$ , температура — мощность  $\varphi_{Tq}$  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 адиабатическими 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
$\varphi_{qT}$	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 $\bar{x}_i = 0; \pm 0,25; \pm 0,4; \pm 0,5$			
		$\tau_0$	$x^2$	$\varphi_{qT}$	$ \varphi_{TT} $	$F$	$A_{T2}$	$\varphi_{qT}$	$ \varphi_{TT} $
$\infty$	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  $\xi$  будет рассматриваться как дополнительный параметр задачи. Отношение  $\xi/N$  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

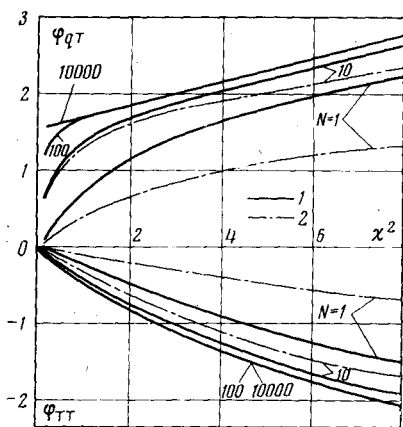


Рис. 1

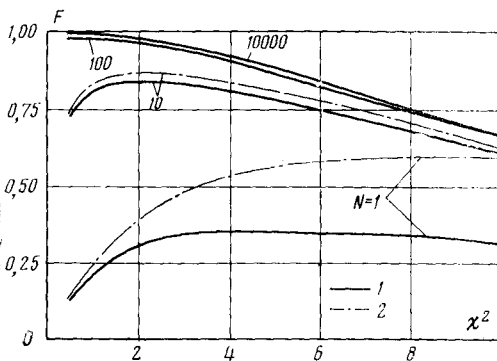


Рис. 2

Рис. 1. Разности фаз между колебаниями мощность – температура  $\varphi_{qT}$  и температура – температура  $\varphi_{TT}$  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  $\kappa^2-1 \div \div 10$ . Результаты расчетов величины  $F$  и разности фаз между колебаниями мощность – температура  $\varphi_{qT}$  и температура – температура  $\varphi_{TT}$  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  $\kappa^2$ , но не превышает  $\sim 10$  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,  $\sim 3$ ; 5; 10 с для полупрозрачного нерассеивающего слоя и  $\sim 10$ , 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-

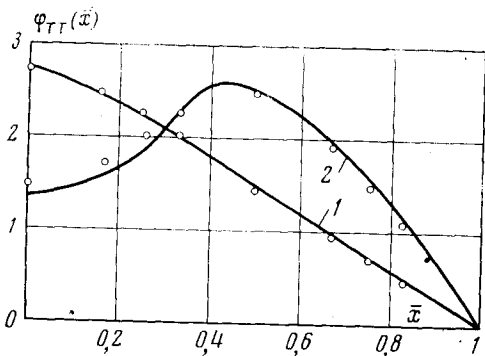


Рис. 3

Рис. 3. Сдвиг фазы температурных колебаний  $\varphi_{TT}$  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 -  $N=1,23$ ;  $\kappa^2=72$ ;  $\tau_0=0,163$

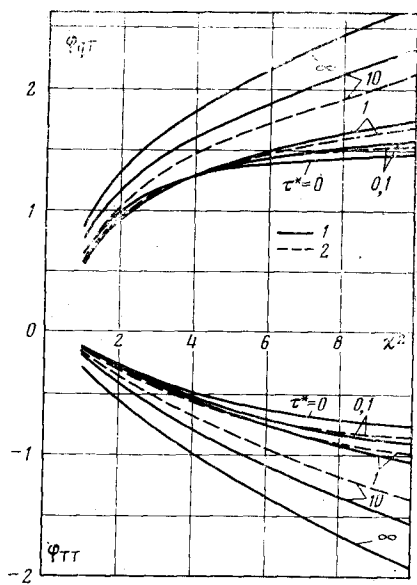


Рис. 4

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

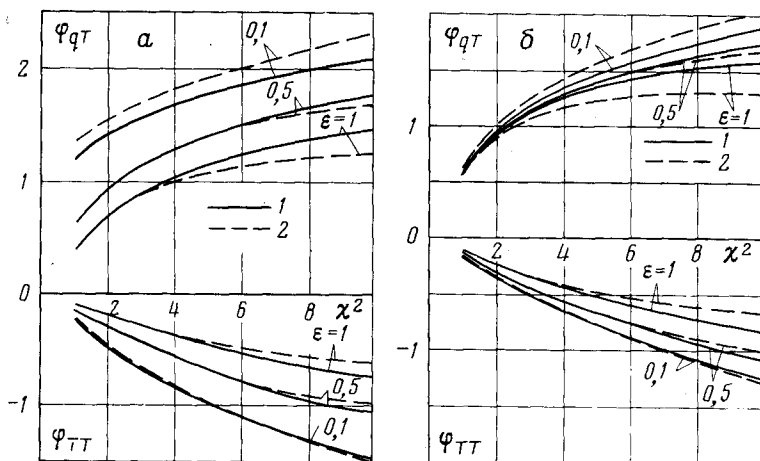


Рис. 5. Разности фаз между колебаниями мощность - температура  $\varphi_{qT}$  и температура - температура  $\varphi_{TT}$  на непрозрачных стенках полупрозрачного слоя:  $N=1$ ;  $\tau^*=1$ ; а -  $\xi=4\epsilon$ ; б -  $\xi=2$ ; 1 -  $\Omega=0$ ; 2 -  $\Omega=0,9$

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-

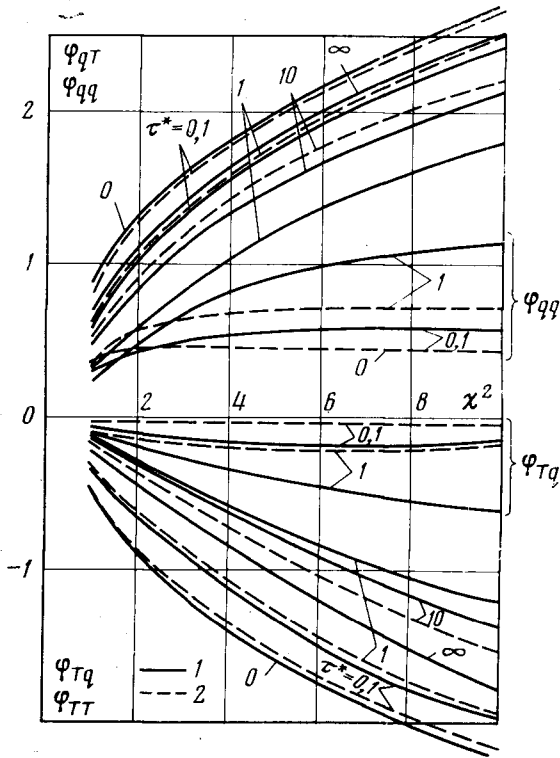


Рис. 6. Разности фаз между колебаниями мощность – мощность  $\Phi_{qq}$ , мощность – температура  $\Phi_{qT}$ , температура – температура  $\Phi_{TT}$  и температура – мощность  $\Phi_{Tq}$  на покрытии ( $N=1$ ;  $\epsilon_1=r_1=0,5$ ;  $\epsilon_2=r_2=0$ ): 1 –  $\Omega=0$ ; 2 –  $\Omega=0,9$

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

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  $\Omega$  (рис. 4). С увеличением степени черноты стенок наблюдается уменьшение абсолютных значений  $\Phi_{qT}$  и  $\Phi_{TT}$  (рис. 5). Альбедо рассеяния при  $\tau^*=1$  большее влияние оказывает на результаты расчетов  $\Phi_{qT}$  в области  $\epsilon \sim 0,1$  и  $\epsilon \sim 1$  и меньшее влияние – на  $\Phi_{TT}$ .

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

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.
-