

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. В. Степанов, В. А. Петров, В. К. Битюков, Радиационно-кондуктивный теплоперенос в плоском слое селективной среды с полупрозрачными границами, *ТВТ*, 1978, том 16, выпуск 6, 1277–1284

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: 44.210.149.218

9 ноября 2024 г., 19:05:45



УДК 536.24

## РАДИАЦИОННО-КОНДУКТИВНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПЛОСКОМ СЛОЕ СЕЛЕКТИВНОЙ СРЕДЫ С ПОЛУПРОЗРАЧНЫМИ ГРАНИЦАМИ

*Степанов С. В., Петров В. А., Битюков В. К.*

Рассмотрен численный метод решения стационарной задачи радиационно-кондуктивного теплопереноса в плоском слое селективной нерассеивающей среды с полупрозрачными зеркально отражающими границами, отделенном от нагревателя (холодильника) диатермическими теплопроводными зазорами. Исследовано влияние эффективной проводимости зазоров на температурное распределение в слое.

Проблеме радиационно-кондуктивного теплопереноса (РКТ) в плоском слое с полупрозрачными зеркально отражающими границами посвящено сравнительно мало исследований [1–6]. Это объясняется значительными трудностями (по сравнению с задачей РКТ для непрозрачных границ), возникающими в связи с необходимостью одновременного учета таких факторов, как существенная нелинейность задачи (являющаяся следствием больших температурных перепадов в зазорах), существенная селективность (модель серой среды допустима лишь в предельном случае прозрачных границ), а также сильная угловая зависимость коэффициента отражения, связанная с наличием преломляющей поверхности. Дополнительные трудности обусловлены также более сложным характером граничных условий для уравнения энергии. Между тем рассматриваемая задача представляет большой практический интерес как для расчета новых энергетических устройств и установок, в которых используется передача энергии через полупрозрачную стенку [7–9], так и для разработки новых методов измерения коэффициента теплопроводности частично прозрачных материалов при высоких температурах.

Рассмотрим плоский слой нерассеивающего частично прозрачного вещества толщиной  $2h$ , находящийся между двумя зеркально отражающими поверхностями с температурами  $T_n$  и  $T_x$  (нагревателем и холодильником), отнесенными от него на некоторое расстояние (рис. 1, а). Зазор между нагревателем (холодильником) и слоем заполнен диатермической теплопроводной средой с показателем преломления, равным единице. Теплоперенос в слое частично прозрачного вещества определяется уравнениями переноса излучения и энергии, записанными для спектральных интенсивностей вперед  $I_v^+$  и назад  $I_v^-$  и для температуры  $T$

$$\mu \frac{dI_v^+}{dx} = -\tau_v I_v^+ + \tau_v n_v^2 I_{p,v}, \quad (1)$$

$$\mu \frac{dI_v^-}{dx} = \tau_v I_v^- - \tau_v n_v^2 I_{p,v}, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dx} \left[ -\frac{\lambda}{h} \frac{dT}{dx} + 2\pi \int_0^1 \int_0^1 (I_v^+ - I_v^-) \mu \, d\mu \, dv \right] = 0. \quad (3)$$

Здесь  $x$  — координата точки в слое ( $x \in [-1, 1]$ ),  $\mu = |\cos \psi|$ ;  $\psi$  — угол, отсчитываемый от положительного направления оси  $X$ ;  $2\tau_v$  — оптическая толщина ( $\tau_v = k_v h$ , где  $k_v$  — коэффициент поглощения);  $n_v$  — показатель преломления;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $I_{p, v}$  — интенсивность равновесного излучения в вакууме.

Интегрирование в (3) ведется по области прозрачности, т. е. по тем длинам волн, которым соответствует не слишком большой коэффициент поглощения (такой, что понятие интенсивности для этих длин волн не теряет смысла).

Граничные условия для уравнений (1), (2) имеют вид

$$I_v^{+(-)} = (1 - R_{1(2), v}) n_v^2 I_{p, vH(x)}^{\pm}$$

где  $+R_{1(2), v} I_v^{-(+)}$ ;  $x = -(+)1$ , (4)

$$R_{1(2), v}(\mu) = \quad (5)$$

$$= 1 - \frac{[1 - R_{H(x), v}(\mu')][1 - R_v(\mu)]}{1 - R_{H(x), v}(\mu') R_v(\mu)}$$

Коэффициенты отражения нагревателя  $R_{H, v}$ , холодильника  $R_{X, v}$  и границы среда — зазор  $R_v$  определяются через соответствующие оптические константы по формулам Френеля. Значения  $\mu'$  ( $0 \leq \mu' \leq 1$ ) связаны со значениями  $\mu$  законом Снелла  $\mu'^2 = 1 - n_v^2(1 - \mu^2)$  для значений  $\mu$ , больших косинуса угла полного внутреннего отражения, т. е. при  $\mu > \mu_{п.в} = \sqrt{1 - (1/n_v^2)}$ . При  $\mu \leq \mu_{п.в}$

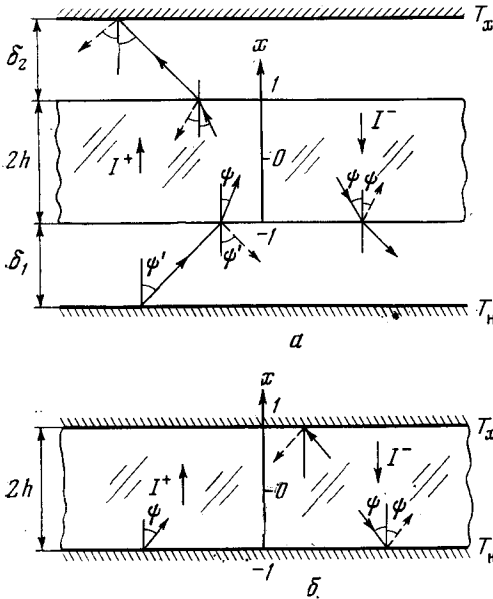


Рис. 1. Схема расположения образца, нагревателя и холодильника: а — полупрозрачные границы; б — непрозрачные границы

$R_{1, v} = R_{2, v} = R_v = 1$ . Следует отметить, что  $R_{1(2), v}$  имеет смысл эффективного (с учетом многократных отражений) коэффициента отражения зазора [10], а второе слагаемое в правой части (5) является эффективной излучательной способностью  $\varepsilon_{1(2), v}$  нагревателя (холодильника). Согласно закону Кирхгофа  $\varepsilon_{1(2), v} + R_{1(2), v} = 1$ .

Граничные условия для уравнения (3) имеют вид

$$-\frac{\lambda}{h} \frac{dT}{dx} \Big|_{x=(\mp)1} = \sum_{(v)}^{(+)} \pi \varepsilon_{h, v1(2)} [I_{p, vH(x)} - I_{p, v(\mp)1}] dv \quad (6)$$

где

$$\sum_{(-)}^{+} \frac{\lambda_{1(2)}}{\delta_{1(2)}} [T_{H(x)} - T_{(\mp)1}],$$

$$\varepsilon_{h, v1(2)} = 2 \int_0^1 [1 - R_{H(x), v}] (1 - R_v) / (1 - R_{H(x), v} R_v) d\mu$$

— эффективная спектральная полусферическая излучательная способность;  $\lambda_{1(2)}$  и  $\delta_{1(2)}$  — коэффициент теплопроводности и толщина зазора. Интегрирование ведется по области непрозрачности, т. е. по тем длинам волн, которые не вошли в область прозрачности.

Примем, что все физические параметры не зависят от температуры. Поляризационная структура излучения также не учитывается.

Полезно отметить, что комплекс  $\lambda_{1(2)} h / (\lambda \delta_{1(2)})$  можно рассматривать как критерий Био. Это позволяет наряду с рассмотренной исследовать

также задачи, связанные с теплоотдачей плоского слоя в окружающую среду с коэффициентами теплоотдачи  $\alpha_{1(2)} = \lambda_{1(2)} / \delta_{1(2)}$ .

Дважды интегрируя уравнение (3) и используя решение уравнений (1), (2) с граничными условиями (4), получим интегральное уравнение, определяющее поле температур в плоском слое

$$T(x) = -\frac{Qh(1+x)}{\lambda} - \frac{Ch}{\lambda} - \frac{2\pi h}{\lambda} \int_{(v)} n_v^2 \left[ \int_{-1}^1 G_v(x, \xi) I_{p,v}(\xi) d\xi + \right. \\ \left. + G_{1,v}(x) I_{p,vH} + G_{2,v}(x) I_{p,vX} \right] dv, \quad (7)$$

где

$$G_v(x, \xi) = \int_0^1 d\mu \frac{\mu}{\beta_v} \{ \beta_v e^{-\gamma_v |x-\xi|} + R_{1,v} e^{-\gamma_v(2+x+\xi)} + R_{2,v} e^{-\gamma_v(2-x-\xi)} + \\ + R_{1,v} R_{2,v} [e^{-\gamma_v(4+x-\xi)} + R_{1,v} e^{-\gamma_v(4-x+\xi)}] \},$$

$$G_{1,v}(x) = \int_0^1 d\mu \frac{\mu^2}{\tau_v \beta_v} (1 - R_{1,v}) [e^{-\gamma_v(1+x)} + R_{2,v} e^{-\gamma_v(3-x)}],$$

$$G_{2,v}(x) = \int_0^1 d\mu \frac{\mu^2}{\tau_v \beta_v} (1 - R_{2,v}) [e^{-\gamma_v(1-x)} + R_{1,v} e^{-\gamma_v(3+x)}], \\ \gamma_v = k_v h / \mu, \quad \beta_v = 1 - R_{1,v} R_{2,v} e^{-4\gamma_v},$$

$Q$  и  $C$  — константы интегрирования ( $Q$  имеет смысл полного теплового потока).

При больших значениях  $\gamma_v$  ядро интегрального уравнения (7) сильно меняется в окрестности точки  $x = \xi$ . Устраняя эту особенность обычным способом [11], получим

$$T(x) = -\frac{Qh(1+x)}{\lambda} - \frac{Ch}{\lambda} - \frac{2\pi h}{\lambda} \int_{(v)} n_v^2 \left\{ \int_{-1}^1 G_v(x, \xi) [I_{p,v}(\xi) - I_{p,v}(x)] d\xi + \right. \\ \left. + I_{p,v}(x) \Gamma_v(x) + G_{1,v}(x) I_{p,vH} + G_{2,v}(x) I_{p,vX} \right\} dv, \quad (8)$$

где

$$\Gamma_v(x) = \int_{-1}^1 G_v(x, \xi) d\xi = \frac{2}{3\tau_v} + \int_0^1 d\mu \frac{\mu^2}{\tau_v \beta_v} \{ (R_{1,v} - \beta_v) e^{-\gamma_v(1+x)} + \\ + (R_{2,v} - \beta_v) e^{-\gamma_v(1-x)} + R_{1,v} (R_{2,v} - 1) e^{-\gamma_v(3+x)} + R_{2,v} (R_{1,v} - 1) e^{-\gamma_v(3-x)} - \\ - R_{1,v} R_{2,v} [e^{-\gamma_v(5+x)} + e^{-\gamma_v(5-x)}] \}.$$

Постоянные  $Q$  и  $C$  в (8) определяются граничными условиями (6). Даже для таких простых граничных условий, какие имеют место в задаче с непрозрачными границами (рис. 1, б;  $T(-1) = T_H$ ,  $T(1) = T_X$ ), выражения для  $Q$  и  $C$  достаточно сложны. Получение аналогичных соотношений в данной задаче требует весьма громоздких аналитических преобразований. В связи с этим целесообразно выразить  $Q$  и  $C$  через значения  $T(x)$  на границах (см., например, [12]). В результате такой процедуры после дискретизации задачи по координате интегральное уравнение (8) сводится к системе  $l_x - 2$  алгебраических уравнений ( $l_x$  — число узлов по координате). В точках  $x = \pm 1$  уравнения превращаются в тождества.

Другим способом, позволяющим отделить граничные условия при

дискретизации интегрального уравнения (8), является принятие  $Q$  и  $C$  в качестве неизвестных. Тогда задача сводится к решению системы  $l_x+2$  уравнений,  $l_x$  из которых соответствуют интегральному уравнению, а остальные — граничным условиям. Практическая реализация этого способа наталкивается на трудности, связанные с получением достаточно хорошего нулевого приближения для  $C$ .

В данной работе был использован способ, в некотором смысле промежуточный между двумя из описанных выше. Постоянная  $Q$  принималась неизвестной, а  $C$  выражалась из уравнения (8) при  $x=-1$ . Таким образом, для вычисления  $l_x+1$  неизвестных  $T_i$  и  $Q$  ( $i=1, 2, \dots, l_x$ ) имеется  $l_x-1$  уравнений, получаемых из (8), и два граничных условия (6). Такой способ дает возможность избавиться от неудобств, связанных с представлением  $Q$ , получить более простой вид результирующего интегрального уравнения и отделить граничные условия от системы уравнений, полученных в результате дискретизации (8). Практически это позволило построить алгоритм решения задач как с полупрозрачными, так и с непрозрачными границами.

Дискретизация уравнения (8) по координате и частоте осуществлялась аналогично [13]. В отличие от рассмотренного в этой работе случая непрозрачных границ, профиль температур в данной задаче должен иметь более гладкий вид, хотя, как и раньше, наиболее резкое изменение производной функции  $T(x)$  (особенно при больших  $\tau$ ) имеет место на границах. В связи с этим производилось разбиение отрезка  $[-1, 1]$  на пять зон точками  $\pm 0,7, \pm 0,9$ . В областях  $[\mp 1, \mp 0,9]$  использовались квадратуры Лобатто, а в остальных — квадратуры Гаусса, причем средняя плотность узлов увеличивалась при переходе от центральной зоны к крайним. Следует отметить, что при значениях  $\tau \geq 100$  длина крайних зон уменьшалась приблизительно обратно пропорционально  $\tau$ .

Наличие полного внутреннего отражения в задаче с полупрозрачными границами (при  $n_2 \neq 1$ ) осложняет дискретизацию по углу [14]. При численном интегрировании по  $\mu$  вся область интегрирования делилась на три зоны точками  $\mu_1 = \mu_{п.в}$  и  $\mu_2 = \mu_{п.в} + \Delta\mu$  ( $\Delta\mu$  — область резкого изменения коэффициента отражения). Число узлов в каждой зоне выбиралось таким, чтобы в центральной зоне средняя плотность узлов была максимальной, а в области  $[0, \mu_1]$  — минимальной.

При решении системы нелинейных алгебраических уравнений использовался метод Ньютона. Вычисления проводились по программе, составленной на языке АЛГОЛ-60. При этом машинное время составляло (при  $l_x=19, l_\mu=9, l_\nu=24$  и  $l_\tau=32$ )  $\sim 10$  мин для ЭВМ БЭСМ-4 ( $\sim 1$  мин для БЭСМ-6).

Для проверки описанного выше алгоритма и программы помимо расчетов РКТ для предельных режимов было проведено сопоставление с наиболее точными результатами, имеющимися в литературе. Оказалось, что для задачи с непрозрачными границами расхождения в значениях потока с данными [13, 15] не превышают  $10^{-3}\%$ . В случае полупрозрачных границ такое сравнение можно провести лишь с двумя исследованиями, описанными в [2, 4, 5]. В табл. 1 приводится сопоставление полученных результатов с данными расчетов РКТ, выполненных в [2]. (Здесь, так же как и в табл. 2, верхние числа относятся к данным других авторов, нижние — к настоящей работе,  $\Delta$  равно разности верхних и нижних значений, отнесенной к нижним значениям.) Наши результаты получены при числе узлов  $l_x=19, l_\mu=9, l_\nu=20, l_\tau=10$ , проверены методом двойного пересчета и имеют погрешность  $\sim 10^{-2}\%$ .

Из табл. 1 видно, что порядок расхождения в значениях полного потока один и тот же как для непрозрачных, так и для прозрачных границ. К сожалению, в [2] не описаны метод и алгоритм численного решения, что не дает возможности объяснить причину довольно значительного расхождения в результатах при  $k=5 \text{ см}^{-1}$ . Можно только предположить, что

так как с увеличением оптической толщины профиль температур становится более сложным, выбранное число узлов при дискретизации задачи по координате оказывается недостаточным для получения высокой точности. Следует отметить, что такого же порядка расхождение с данными [2] при  $k=5 \text{ см}^{-1}$  было получено в [13].

В работах [4, 5] приводятся результаты экспериментального исследования и теоретического расчета РКТ в плоском слое кварцевого стекла, отделенного от нагревателя и холодильника диатермической средой, состоящей из оставшихся после вакуумирования установки газов (давление составляло  $\sim 3$  мм рт. ст.). В качестве входных параметров задачи нами были использованы величины, приведенные в основном в [4], однако данные по зависимости коэффициента поглощения и показателя преломления стекла от длины волны взяты из [5], так как в [4] имеется лишь маломасштабный график\*. Из [5] сняты с графика также значения коэффициента теплопроводности, которые, согласно [4], выбирались для средней температуры слоя стекла.

После проведения расчетов РКТ для случаев с полупрозрачными границами оказалось, что расхождение полученных нами величин потоков с результатами [4] составляло 10–30%, что трудно объяснить погрешностями вычислений. Анализируя работу [4] (в частности, рис. 8 этой работы), мы предположили, что ее авторы при проведении численного расчета использовали в качестве граничных условий не уравнения баланса энергии на границах слоя (уравнения (6) данной ра-

\* Авторы весьма признательны проф. Висканте и доктору Андерсону, любезно сообщившим необходимые нам дополнительные сведения по величинам зазоров, а также более точные значения величин потоков и температур на границах слоя.

Таблица 1

Сравнение результатов численного расчета РКТ с данными [2] ( $\lambda=1,256 \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$ ),  $2h=2 \text{ см}$ ,  $n=1,5$ ,  $T_H=1323 \text{ К}$ ,  $T_X=1223 \text{ К}$ ,  $R_H=R_X=0$ ). Для селективной задачи  $k=0,5 \text{ см}^{-1}$  в области длин волн 1,0–2,7 мкм,  $k=5 \text{ см}^{-1}$  в области 2,7–4,0 мкм и  $k=\infty$  в области 4,0– $\infty$  мкм

T; Q	Непрозрачные границы						Полупрозрачные границы						селективная задача	
	$k=0,5 \text{ см}^{-1}$		$k=5 \text{ см}^{-1}$		$k=0,5 \text{ см}^{-1}$		$k=5 \text{ см}^{-1}$		$k=\infty$ (слой непрозрачен)		$k=\infty$ (слой непрозрачен)			
	$\alpha_{(z)}=\infty$	$\Delta, \%$	$\alpha_{(z)}=\infty$	$\Delta, \%$	$\alpha_{(z)}=0$	$\Delta, \%$	$\alpha_{(z)}=0$	$\Delta, \%$	$\alpha_{(z)}=0$	$\Delta, \%$	$\alpha_{(z)}=0$	$\Delta, \%$		
	1323	—	1323	—	1278,7 1280,2	—0,1	1298,9 1300,6	—0,3	1299,9 1304,4	—0,3	1312,2 1312,6	—0,1		
T(-), К	1323	—	1323	—	1278,7 1280,2	—0,1	1298,9 1300,6	—0,3	1299,9 1304,4	—0,3	1312,2 1312,6	—0,1	1291,2 1293,2	—0,2
T(+), К	1223	—	1223	—	1270,5 1271,7	—0,1	1246,5 1249,9	—0,3	1241,5 1244,6	—0,3	1236,5 1235,8	0,1	1257,5 1257,3	0,1
Q·10 <sup>-4</sup> , Вт/м <sup>2</sup>	6,9082 6,8770	0,5	2,4352 1,9079	11,9	2,6795 2,7111	—1,1	1,3397 1,1701	14,5	1,4235 1,2956	9,9	0,5024 0,4990	0,6	2,1352 2,0765	2,8

боты), хотя и привели их в статье, а измеренные в эксперименте температуры границ слоя  $T (\pm 1)$ . Выполненный в настоящей работе расчет полного теплового потока с такими граничными условиями представлен в табл. 2 ( $l_v=25$ ,  $l_v=12$ ,  $l_u=9$ ,  $l_x=31$  для  $2h=1,27$  см,  $l_x=19$  для  $2h=0,635$  см и  $l_x=13$  для  $2h=0,318$  см).

Погрешность дискретизации по координате и углу определялась методом двойного пересчета и составляла не более 0,1%.

Таблица 2

Сравнение результатов численного расчета РКТ с данными [4]  
( $R_H=0$ ,  $R_X=0,2$ )

$2h$ , см	$T_H$ , К	$T_X$ , К	$\lambda$ , Вт/м·град	$T(-1)$ , К	$T(1)$ , К	$Q \cdot 10^{-4}$ , Вт/м <sup>2</sup>	$\Delta$ , %
1,27	1069,6	368,2	2,32	938,6	752,4	5,549 5,901	-6,0
1,27	661,5	304,5	2,00	536,5	491,0	0,826 0,836	-1,1
0,635	1069,2	381,4	2,34	917,5	815,7	6,526 6,456	+1,1
0,635	685,3	308,7	2,04	556,2	529,4	1,057 1,053	+0,4
0,318	1013,8	364,3	2,26	798,3	739,6	6,517 6,377	+2,2
0,318	643,4	305,5	2,00	516,6	500,8	1,158 1,143	+1,3

Из табл. 2 видно, что совпадение результатов настоящей работы с данными [4, 5] можно считать удовлетворительным, тем более, если учесть некоторую оставшуюся неопределенность во входных данных. В частности, для коэффициента отражения холодильника в [4] указано не точное значение, а диапазон значений 0,15–0,25. Мы в расчете полагали значение коэффициента отражения холодильника равным 0,2, а нагреватель считали черным телом. Погрешность отсчета взята с графика значений коэффициента теплопроводности. она составила ~1%.

Для выяснения величины возможной погрешности расчета, связанной с указанной неопределенностью входных данных, произведены вычисления с измененными данными (при  $2h=0,635$  см,  $T_H=1069,2$  К). При этом вариация  $R_X$  на 25% и  $\lambda$  на 1% приводят к изменению  $Q$  соответственно на 1,6 и 0,7%.

При изучении теплопереноса в слое с полупрозрачными границами значительный интерес представляет вопрос о влиянии эффективной проводимости зазоров (или коэффициента теплоотдачи при другой физической постановке задачи) на температурное распределение в слое. Еще в работе [2], авторы которой исследовали влияние коэффициента теплоотдачи на теплоперенос в слое серой среды с прозрачными границами, помещенном между черными нагревателем и холодильником, было отмечено, что при изменении  $\alpha$  от  $\infty$  (что соответствует задаче с непрозрачными границами) до 0 происходит трансформация S-образного температурного профиля от прямого к обратному, так что значения  $T''$  ( $\neq 1$ ), положительные при  $\alpha=\infty$  на горячей границе и отрицательные на холодной, меняют знак.

В предлагаемой работе исследована динамика этого процесса (рис. 2, 3) для кварцевого стекла марки КСГ ( $\lambda=2$  Вт/м·град,  $2h=2$  мм), имеющего в спектре поглощения две водяные полосы при 2,2 и 2,7 мкм и содержащего область непрозрачности (4,8 мкм –  $\infty$ )\*. Нагревателем ( $T_H=$

\* Кривые 5, 6 на рис. 2 приведены в иллюстративных целях и соответствуют гипотетическому материалу, так как при соответствующих температурных режимах стекло находится в вязко-текущем состоянии.

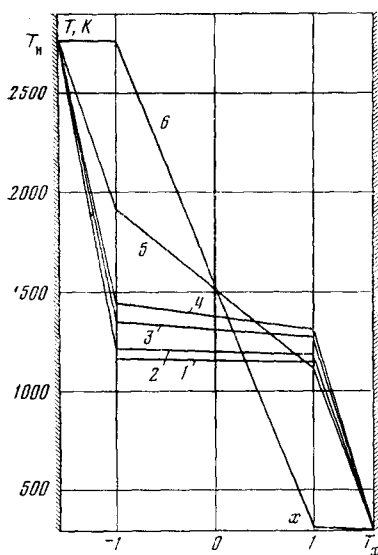


Рис. 2

Рис. 2. Влияние эффективной проводимости зазоров на распределение температуры в системе нагреватель – стекло – холодильник ( $Q$ ,  $\Delta T$  – рассчитанные значения полного потока и перепада температур на стекле соответственно): 1 –  $\alpha_{1(2)}=0$ ,  $Q=0,939 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\Delta T=24,4$  К; 2 – 10 Вт/(м<sup>2</sup>·град),  $0,954 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, 37,0 К; 3 – 50 Вт/(м<sup>2</sup>·град),  $1,007 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, 84,5 К; 4 – 100 Вт/(м<sup>2</sup>·град),  $1,067 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, 139,4 К; 5 – 1000 Вт/(м<sup>2</sup>·град),  $1,780 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, 809,5 К; 6 –  $10^6$  Вт/(м<sup>2</sup>·град),  $3,526 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, 2467,8 К

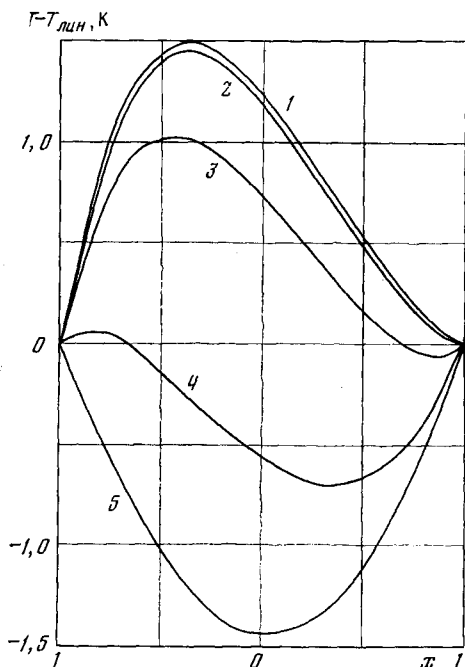


Рис. 3

Рис. 3. Влияние эффективной проводимости зазоров на отклонение температуры стекла от линейного распределения: 1 –  $\alpha_{1(2)}=0$ ; 2 –  $\alpha_{1(2)}=1$  Вт/(м<sup>2</sup>·град); 3 – 10; 4 – 50; 5 – 100

=2773 К) служила полированная вольфрамовая лента, холодильником – абсолютно черное тело ( $T_x=300$  К). Оптические свойства кварцевого стекла взяты из [16], вольфрама – из [17].

Аналогично примеру, рассмотренному в [2], в данном случае при переходе от малых значений  $\alpha$  к большим ( $\sim 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>·град) характер S-образности меняется на обратный и принимает такой же вид, как в случае, когда передача тепла на границе осуществляется только теплопроводностью. Однако в отличие от [2], на рис. 3 видно, что существует область значений  $\alpha$  (кривая 5), при которых наблюдается аномальное (не S-образное) распределение температур. Такое распределение было бы естественным в случае, когда на границах заданы существенно разные коэффициенты теплоотдачи. Интересно также, что при малых  $\alpha$  S-образность (обратная) имеется и вместе с тем профиль температур во всех точках слоя лежит выше линейного.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
20 II 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Gardon. J. Amer. Cer. Soc., 41, № 6, 1958.
2. G. K. Chui, R. Gardon. J. Amer. Cer. Soc., 52, № 10, 1969.
3. A. A. Fowl, P. E. Strong, D. F. Comstock, C. Soc. AIAA J., 7, № 3, 1969.
4. Андерсон, Висканта, Стувенсон. Теплопередача, 95, № 2, 1973.
5. E. E. Anderson, R. Viskanta. J. Amer. Cer. Soc., 56, № 10, 1973.
6. R. J. Hommert, R. Viskanta. Glastechn. Ber., 47, № 9, 1974.



7. *Маклафарт*. Вопросы ракетной техники, № 10 (166), 25, 1968.
  8. *J. R. Williams, J. D. Clement*. Trans. Amer. Nucl. Soc., 16, 1973, 242.
  9. *C. Roman Ward*. AIAA Paper. № 861, 1975.
  10. *R. Viskanta, R. J. Hommert, G. L. Groninger*. Appl. Opt., 14, № 2, 1975.
  11. *Н. А. Рубцов*. ПМТФ, № 4, 1967.
  12. *Е. Н. Безрукова, А. А. Мень*. В сб. Исследования в области тепловых измерений. (Тр. метрологических институтов СССР), вып. 155 (215). Изд. стандартов, М., 1974.
  13. *С. В. Степанов, В. А. Петров*. ИФЖ, 31, № 5, 1976.
  14. *Вестон, Драго*. Теплопередача, 97, № 1, 1975.
  15. *A. L. Crosbie, R. Viskanta*. Wärme und Stoff., 4, № 4, 1971.
  16. *В. А. Петров, С. В. Степанов*. ТВТ, 13, № 2, 1975.
  17. *Л. Н. Аксютов*. ЖПС, 26, № 5, 1977.
-