

УДК 536.212

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В НАГРЕВАЕМЫХ ПОДВИЖНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА РАЗНОРОДНЫХ ПЛАСТИНКАХ ПРИ РАЗРЫВНЫХ ТЕПЛОВЫХ УСЛОВИЯХ МЕЖДУ НИМИ

ՏԱՐԳՅԱՆ Ա. Մ., ԽԱՇԻԿՅԱՆ Ա. Տ.

В работе [1] было получено решение задачи теплопроводности о распределении квазистационарного температурного поля в двух разнородных полубесконечных пластинках, возникающее в процессе их соединения линейным источником тепла постоянной мощности. Предполагалось, что источник тепла движется вдоль линии раздела двух разнородных сред. Поэтому решение, приведенное в работе [1], недостаточно для рассмотрения таких практических задач как сварка-пайка разнородных пластин, сварка с интенсивным охлаждением или с предварительным нагревом, сварка с сопутствующим нагревом и охлаждением и т. д. [3, 4]. Все эти задачи можно рассматривать как частные случаи более общей задачи о двух разнородных полубесконечных пластинках, подвергнутых воздействию источников и стоков тепла, движущимися параллельно их линии раздела. Ниже будет приведено решение этой общей задачи в случае действия двух источников тепла, движущихся параллельно линии раздела на некотором расстоянии от нее (фиг. 1). Решение задачи в случае движения любого конечного числа источников и стоков тепла получается методом обычной суперпозиции.

Предполагается, что на одной части линии раздела ($x < 0$) тепловой контакт между пластинками является идеальным, а на другой части ($x > 0$) теплообмен между пластинками отсутствует.

Решение этой задачи, когда тепловой контакт между разнородными пластинками по всей длине линии раздела является неидеальным, приведено в работе [2].

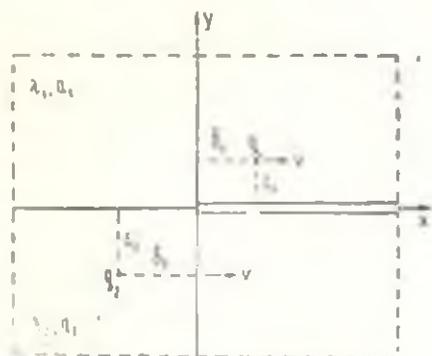
Дифференциальное уравнение теплопроводности в подвижной системе координат x_0y_0 имеет вид [3, 5]

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_j}{\partial y^2} - \frac{v}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial x} = -\frac{q_l}{\lambda_j b} \delta(x + \varepsilon_j) \delta(y - \varepsilon_j) \quad (1)$$

$$j=1, y > 0, \varepsilon_1 > 0; \quad j=2, y < 0, \varepsilon_2 < 0$$

$$|x| < \infty$$

Контактные условия на линии раздела $y=0$ запишутся в форме



Фиг. 1

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}, \quad y=0, \quad |x| < \infty \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial y} = 0, \quad y=0, \quad x > 0 \quad (3)$$

$$T_1 = T_2, \quad y=0, \quad x < 0 \quad (4)$$

Здесь T_j — приращение температуры пластинки по сравнению с равномерной начальной, λ_j , a_j — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности материалов пластинок, h — толщина пластинок, v — скорость движения источника тепла, q_j — мощность источников тепла, $\delta(x)$ — функция Дирака. Предполагается, что $T_j(x, y)$, $\partial T_j / \partial x$ и $\partial T_j / \partial y$ исчезают на бесконечности.

Как и в работе [1], сначала решается краевая задача для уравнения

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_j}{\partial y^2} + (\rho_j - \varepsilon) \frac{\partial T_j}{\partial x} - \rho_j \varepsilon T_j = - \frac{q_j}{\lambda_j h} \delta(x + \varepsilon_j) \delta(y - \varepsilon_j) \quad (5)$$

где $\rho_j = v/a_j$, $\varepsilon > 0$. Решение задачи (1) — (4) получается предельным переходом $\varepsilon \rightarrow 0$.

Для решения краевой задачи (5) и (2) — (4) используется интегральное преобразование Фурье с комплексным параметром преобразования $\xi = \alpha + i\tau$ [6]

$$\overline{T}_j(\xi, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T_j(x, y) \exp(i\xi x) dx, \quad T_j(x, y) = \int_{-\infty + i\tau}^{\infty + i\tau} \overline{T}_j(\xi, y) \exp(-i\xi x) d\xi \quad (6)$$

$$\overline{T}_{j+}(\xi, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} T_j(x, y) \exp(i\xi x) dx, \quad \overline{T}_{j-}(\xi, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^0 T_j(x, y) \exp(i\xi x) dx \quad (7)$$

$$\overline{T}'_{j+}(\xi, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\partial T_j(x, y)}{\partial y} \exp(i\xi x) dx, \quad \overline{T}'_{j-}(\xi, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^0 \frac{\partial T_j(x, y)}{\partial y} \exp(i\xi x) dx$$

Так как функции $T_j(x, y)$ и $\partial T_j(x, y) / \partial y$ стремятся к нулю на бесконечности, то $\overline{T}_{j+}(\xi, y)$ и $\overline{T}'_{j+}(\xi, y) = \partial \overline{T}_{j+}(\xi, y) / \partial y$ являются аналитическими функциями комплексной переменной ξ в некоторой верхней полуплоскости $\text{Im} \xi = \tau > \tau_+$, содержащей действительную ось. Функции $\overline{T}_{j-}(\xi, y)$ и $\overline{T}'_{j-}(\xi, y) = \partial \overline{T}_{j-}(\xi, y) / \partial y$ аналитичны в некоторой нижней полуплоскости $\text{Im} \xi = \tau < \tau_-$, также содержащей действительную ось. Функция $\overline{T}_j(\xi, y)$ является аналитической функцией в полосе $\tau_- < \text{Im} \xi < \tau_+$, поэтому в формуле обращения (6) интегрирование можно проводить вдоль действительной оси [6].

Применяя преобразование (6) к уравнению (5), будем иметь

$$\frac{d^2 \bar{T}_j(\xi, y)}{dy^2} - k_j^2(\xi) \bar{T}_j(\xi, y) = -\frac{A_j}{i_j} \exp(-i\delta_j \xi) \cdot \delta(y - \varepsilon_j) \quad (8)$$

где

$$k_j(\xi) = \sqrt{(\xi - i\varepsilon)(\xi + i\rho_j)}, \quad A_j = q_j / 2\pi h$$

Решение (8) примет вид

$$\bar{T}_1(\xi, y) = C_1(\xi) \exp(-y k_1(\xi)) + \frac{A_1}{2i_1 k_1(\xi)} \exp(-i\delta_1 \xi - |y - \varepsilon_1| k_1(\xi)) \quad (9)$$

$$\bar{T}_2(\xi, y) = C_2(\xi) \exp(y k_2(\xi)) + \frac{A_2}{2i_2 k_2(\xi)} \exp(-i\delta_2 \xi - |y - \varepsilon_2| k_2(\xi))$$

$$\operatorname{Re} k_1(\xi) > 0, \quad \operatorname{Re} k_2(\xi) > 0$$

Преобразовывая граничные условия (2)–(4) с учетом (9), получим

$$i_1 k_1(\xi) C_1(\xi) + i_2 k_2(\xi) C_2(\xi) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-i\delta_n \xi - |\varepsilon_n| k_n(\xi))$$

$$i_2 \bar{T}_2(\xi, 0) = i_2 k_2(\xi) C_2(\xi) - \frac{1}{2} A_2 \exp(-i\delta_2 \xi - |\varepsilon_2| k_2(\xi)) \quad (10)$$

$$\bar{T}_1(\xi, 0) - T_2(\xi, 0) = C_1(\xi) - C_2(\xi) - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n A_n \exp(-i\delta_n \xi - |\varepsilon_n| k_n(\xi))$$

Определяя из двух последних условий (10) $C_1(\xi)$ и $C_2(\xi)$ и подставляя в первое условие, приходим к функциональному уравнению типа Винера-Хопфа [6]

$$i_1 i_2 k_1(\xi) k_2(\xi) [\bar{T}_{1+}(\xi, 0) - \bar{T}_{2+}(\xi, 0)] + i_2 \bar{T}_{2-}(\xi, 0) [i_1 k_1(\xi) + i_2 k_2(\xi)] = \\ = - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n A_n i_{3-n} k_{3-n}(\xi) \exp(-i\delta_n \xi - |\varepsilon_n| k_n(\xi)) \quad (11)$$

Для решения уравнения (11) разложим аналитическую в полосе $-\rho_j < \operatorname{Im} \xi < \varepsilon$ функцию $k_j(\xi)$ в виде

$$k_j(\xi) = k_{j+}(\xi) k_{j-}(\xi) \quad (12)$$

где $k_{j+}(\xi) = \sqrt{\xi + i\rho_j}$ — функция, аналитическая в области $\operatorname{Im} \xi > -\rho_j$, $k_{j-}(\xi) = \sqrt{\xi - i\varepsilon}$ аналитична в области $\operatorname{Im} \xi < \varepsilon$, причем $\operatorname{Re} k_j(\xi) > 0$. Очевидно, что полосы $-\rho_j < \operatorname{Im} \xi < \varepsilon$ и $-\rho_j < \operatorname{Im} \xi < \varepsilon$ имеют общую часть.

С помощью разложения (12) уравнение (11) можно переписать в виде

$$\frac{i_1 i_2 k_{1+}(\xi) k_{2+}(\xi)}{i_1 k_{1+}(\xi) + i_2 k_{2-}(\xi)} [\bar{T}_{1+}(\xi, 0) - \bar{T}_{2+}(\xi, 0)] + \frac{i_2}{k_{2-}(\xi)} \bar{T}_{2-}(\xi, 0) = G(\xi) \quad (13)$$

где

$$G(\xi) = \frac{- \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n A_n i_{3-n} k_{3-n}(\xi) \exp[-i\delta_n \xi - |\varepsilon_n| k_n(\xi)]}{i_1 k_{1+}(\xi) + i_2 k_{2-}(\xi)} \quad (14)$$

Представим аналитическую в полосе $-\text{mln}(\rho_1, \rho_2) < \text{Im}z < \varepsilon$ функцию $G(z)$ в виде [6]

$$G(z) = G_+(z) + G_-(z)$$

где функция

$$G_+(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty - ic}^{\infty + ic} \frac{G(z')}{z' - z} dz', \quad c < 0 \quad (15)$$

является аналитической функцией в полуплоскости $\text{Im}z = c > -\text{mln}(\rho_1, \rho_2)$, а функция

$$G_-(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty + id}^{\infty - id} \frac{G(z')}{z' - z} dz', \quad d > 0 \quad (16)$$

аналитична в области $\text{Im}z = d < \varepsilon$. Причем полосы $z_- < \text{Im}z < z_+$, $-\text{mln}(\rho_1, \rho_2) < \text{Im}z < \varepsilon$ и $c < \text{Im}z < d$ имеют общую часть-полосу $z_- < \text{Im}z < z_+$, и в этой полосе уравнение (13) записывается в виде

$$\frac{\lambda_2 \lambda_1 k_{1-}(z) k_{2-}(z)}{\lambda_1 k_{1+}(z) + \lambda_2 k_{2+}(z)} [\bar{T}_{1+}(z, 0) - \bar{T}_{2+}(z, 0)] - G_-(z) = -\frac{\lambda_2}{k_{2-}(z)} \bar{T}_{2-}(z, 0) + G_-(z) \quad (17)$$

Левая часть уравнения (17) представляет собою функцию, аналитическую в верхней полуплоскости $\text{Im}z > z_+$, а правая часть — в нижней полуплоскости $\text{Im}z < z_-$. Так как области их аналитичности имеют общую часть-полосу $z_- < \text{Im}z < z_+$, из равенства этих функций в данной полосе следует, что существует единственная целая функция, совпадающая с левой и правой частями (17), стремящимися к нулю при $|z| \rightarrow \infty$. В силу теоремы Лиувилля эта функция тождественно равна нулю, то есть

$$\frac{\lambda_2 \lambda_1 k_{1-}(z) k_{2-}(z)}{\lambda_1 k_{1+}(z) + \lambda_2 k_{2+}(z)} [\bar{T}_{1+}(z, 0) - \bar{T}_{2+}(z, 0)] = G_-(z), \quad \frac{\lambda_2}{k_{2-}(z)} \bar{T}_{2-}(z, 0) = G_-(z) \quad (18)$$

Для неизвестных коэффициентов $C_1(z)$ и $C_2(z)$ из (10) и (18) получим следующие выражения:

$$C_2(z) = \frac{k_-(z)}{\lambda_2 k_2(z)} G_-(z) - \frac{A_2}{2\lambda_2 k_2(z)} \exp(-i\hat{\lambda}_2 z - |\varepsilon_2| k_2(z))$$

$$C_1(z) = \frac{G_-(z)}{\lambda_2 k_2(z)} + \frac{\lambda_1 k_{2-}(z) + \lambda_2 k_{2+}(z)}{\lambda_2 \lambda_1 k_{1+}(z) k_{2+}(z)} G_-(z) -$$

$$- \frac{A_1}{2\lambda_1 k_1(z)} \exp(-i\hat{\lambda}_1 z - \varepsilon_1 k_1(z)) + \frac{A_2}{\lambda_2 k_2(z)} \exp(-i\hat{\lambda}_2 z - |\varepsilon_2| k_2(z))$$

Выбирая в (15) и (16) в качестве пути интегрирования вещественную ось и используя формулы Сохоцкого-Племеля, окончательно имеем

$$C_j(z) = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp[-i\delta_n z - |z_n| k_n(z)]}{2[\lambda_1 k_1(z) + \lambda_2 k_2(z)]} \frac{(-1)^j (2\pi i)^{-1}}{\lambda_j k_j(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\eta)}{\eta - z} d\eta \quad (19)$$

Возвращаясь к оригиналу, получим

$$T_j(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[C_j(z) \exp(-|y| k_j(z)) + \frac{A_j}{2\lambda_j k_j(z)} \exp(-i\delta_j z - |y - \varepsilon_j| k_j(z)) \right] \times \\ \times \exp(-i\sigma x) d\sigma \quad (20)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи:

1. $\varepsilon_j \rightarrow 0$, $\delta_j \rightarrow 0$. В этом случае

$$C_j(z) = \frac{0,5(A_1 + A_2)}{\lambda_1 k_1(z) + \lambda_2 k_2(z)} - \frac{A_j}{\lambda_j k_j(z)} - \frac{A(2\pi i)^{-1}}{\lambda_j k_{j+}(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda_j k_{j+}(\eta)}{\lambda_1 k_1(\eta) + \lambda_2 k_2(\eta)} \frac{d\eta}{\eta - z}$$

и после предельного перехода $\varepsilon \rightarrow 0$ температурное поле определяется формулой ($A = A_1 + A_2$)

$$T_j(x, y) = A \int_0^{\infty} \frac{\exp[-|y| n_j(\eta) \sqrt{\eta}]}{\sqrt{\eta}} [E(\eta) \cos U_j(\eta) - F(\eta) \sin U_j(\eta)] d\eta - \quad (21)$$

$$- \frac{A}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[n_j(\eta) E(\eta) + \frac{\rho_j F(\eta)}{2n_j(\eta)} \right] \frac{d\eta}{\sqrt{\eta}} \left[|b_j(z) \cos V_j(z) + a_j(z) \sin V_j(z)| \times \right.$$

$$\times \frac{\exp(-|y| m_j(z))}{z - \eta} dz + \frac{A}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[\frac{\rho_j E(\eta)}{2n_j(\eta)} - n_j(\eta) F(\eta) \right] \frac{d\eta}{\sqrt{\eta}} \int_{-\infty}^{\infty} [a_j(\sigma) \cos V_j(\sigma) -$$

$$- b_j(\sigma) \sin V_j(\sigma)] \frac{\exp(-|y| m_j(\sigma))}{z - \eta} d\sigma - \frac{A}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[\frac{\rho_j E(\eta)}{2n_j(\eta)} - n_j(\eta) F(\eta) \right] \times$$

$$\times \frac{d\eta}{\sqrt{\eta}} \left[|b_j(z) \cos V_j(z) + a_j(z) \sin V_j(z)| \frac{\exp(-|y| m_j(z))}{z + \eta} dz + \frac{A}{2\pi} \int_0^{\infty} [n_j(\eta) E(\eta) +$$

$$+ \frac{\rho_j F(\eta)}{2n_j(\eta)}] \frac{d\eta}{\sqrt{\eta}} \left[|a_j(z) \cos V_j(z) - b_j(z) \sin V_j(z)| \frac{\exp(-|y| m_j(z))}{z + \eta} dz \right.$$

где

$$n_j(z) = \sqrt{0,5(\sqrt{z^2 + \rho_j^2} + z)}, \quad (z = \sigma, \eta); \quad m_j(z) = \sqrt{0,5(\sqrt{z^2 + \sigma^2 \rho_j^2} + z^2)}$$

$$E(\eta) = \frac{\lambda_1 n_1(\eta) + \lambda_2 n_2(\eta)}{[\lambda_1 n_1(\eta) + \lambda_2 n_2(\eta)]^2 + [\lambda_1 \rho_1 / 2n_1(\eta) + \lambda_2 \rho_2 / 2n_2(\eta)]^2}$$

$$F(\eta) = \frac{\lambda_1 \rho_1 / 2n_1(\eta) + \lambda_2 \rho_2 / 2n_2(\eta)}{[\lambda_1 n_1(\eta) + \lambda_2 n_2(\eta)]^2 + [\lambda_1 \rho_1 / 2n_1(\eta) + \lambda_2 \rho_2 / 2n_2(\eta)]^2}$$

$$U_j(\eta) = \eta x + \frac{|y| \rho_j \sqrt{\eta}}{2n_j(\eta)}, \quad V_j(\eta) = \varepsilon x + \frac{|y| \rho_j \varepsilon}{2m_j(\varepsilon)}$$

$$a_j(\varepsilon) = \frac{4a_j^*(\varepsilon)}{4a_j^*(\varepsilon) + \rho_j^2}, \quad b_j(\varepsilon) = \frac{2\rho_j a_j(\varepsilon)}{4a_j^*(\varepsilon) + \rho_j^2}$$

которая совпадает с приведенным в работе [1] решением, где при оформлении статьи были опущены два последних слагаемых в правой части (21) и множитель 1/2 при коэффициентах у повторных интегралов.

II. $\delta_2 = \delta_1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 = 0$, $q_2 = -q_1$, где q_1 — мощность линейного стока тепла. Тогда, как следует из (19),

$$C_j(\varepsilon) = \frac{-(-1)^j A_1}{2\lambda_j k_{j+}(\varepsilon)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i\delta_1 \eta)}{(\eta - \varepsilon) k_{-}(\eta)} d\eta \quad (22)$$

Учитывая, что при $\delta_1 > 0$ (источник и сток тепла действуют в одной точке на линии раздела, где имеет место идеальный тепловой контакт)

$$\frac{1}{\varepsilon i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i\delta_1 \eta)}{k_{-}(\eta)(\eta - \varepsilon)} d\eta = \frac{\exp(-i\delta_1 \varepsilon)}{k_{-}(\varepsilon)}$$

с помощью (22) и (9) получим $\bar{T}_1(\bar{x}, y) = \bar{T}_2(\bar{x}, y) = 0$, как и следовало ожидать.

Когда $\delta_1 < 0$ (источник и сток тепла действуют впереди начала координат, где контакт между пластинками отсутствует), температурное поле определяется формулой (9), где $C_j(\varepsilon)$ имеет вид (22).

III. $\delta_2 = \delta_1$, $|\varepsilon_2| = \varepsilon_1$, $a_2 = a_1$, $q_2 = -q_1$. Из (19) следует, что

$$C_j(\varepsilon) = \frac{A}{2(\lambda_1 + \lambda_2) k_1(\varepsilon)} \exp(-i\delta_1 \varepsilon - \varepsilon_2 k_1(\varepsilon))$$

$$\bar{T}_j(\varepsilon, y) = \frac{A \exp(-i\delta_1 \varepsilon)}{2(\lambda_1 + \lambda_2) k_1(\varepsilon)} [\exp(-(|y| + \varepsilon_1) k_1(\varepsilon)) + \exp(-|y| - \varepsilon_1) k_1(\varepsilon)] \quad (23)$$

Температурное поле становится симметричным относительно линии раздела двух разнородных сред независимо от того, действуют ли источники тепла впереди или за началом координат.

$$T_j(x, y) = \frac{A}{\lambda_1 + \lambda_2} \left[K_0\left(\frac{\rho_1}{2} r_{\pm}\right) + K_2\left(\frac{\rho_1}{2} r_{\pm}\right) \right] \exp(-\rho_1(x + \delta_1)^2/2) \quad (24)$$

где

$$r_{\pm} = \sqrt{(|y| + \varepsilon_1)^2 + (x + \delta_1)^2}$$

При переходе к безразмерным параметрам

$$\bar{x} = \rho_1 x, \quad \bar{y} = \rho_1 |y|, \quad \bar{\varepsilon}_1 = \rho_1 \varepsilon_1, \quad \bar{\delta}_1 = \rho_1 \delta_1, \quad \bar{q}_j = \frac{\lambda_2 + \lambda_1}{A} T_j$$

температурное поле (24) запишется в виде

$$\theta_j(\bar{x}, \bar{y}) = \left[K_0\left(\frac{1}{2}\bar{r}_+\right) + K_0\left(\frac{1}{2}\bar{r}_-\right) \right] \exp\left(-(\bar{x} + \bar{y}_1)/2\right) \quad (25)$$

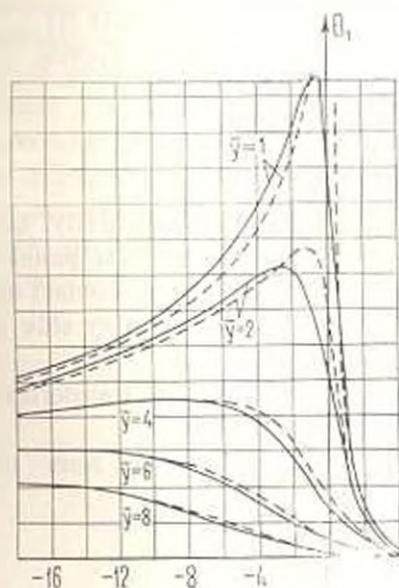
где

$$\bar{r}_\pm = \sqrt{(\bar{y} \pm \bar{y}_1)^2 + (\bar{x} + \bar{y}_1)^2}$$

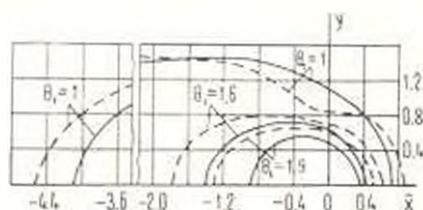
$K_0(z)$ —функция Бесселя от мнимого аргумента второго рода нулевого порядка.

По формуле (25) выполнены расчеты циклов безразмерной температуры, когда а) в точках $(0, 1)$ и $(0, -1)$ действуют два источника тепла с мощностями q_1 и q_2 , удовлетворяющими условию $q_1^2 + q_2^2 = q^2$ (сплошные линии на фиг. 2, б) в начале подвижной системы координат действует источник тепла мощности $q = q_1 + q_2$ (пунктирные линии на фиг. 2).

Из приведенных кривых видно влияние смещенности источников тепла на температурное поле, являющееся с значительным лишь в некоторой окрестности источников тепла.



Фиг. 2



Фиг. 3

Формула (25) дает возможность также определить влияние стоков тепла на распределение температур и на размеры зоны термического влияния при соединении пластины с интенсивным охлаждением [4].

На фиг. 3 построены изотермы температурного поля для двух случаев: а) при действии источника тепла в начале подвижной системы координат (сплошные линии), б) при совместном действии одного источника тепла в начале координат и двух стоков тепла соответственно в точках $(0, 1)$ и $(0, -1)$, (пунктирные линии), суммарная положительная мощность которых равна мощности источника тепла, действующего в начале подвижной системы координат, в случае а). В последнем случае изотермы расширены более значительно сзади источни-

ка тепла, чем впереди. Сужение изотерм наблюдается вблизи линии, соединяющей точки приложения источника со стоками в некоторой окрестности стоков.

ՇԱՐՔՎՈՂ ԶԵՐՄԱՅԻՆ ԱՂՔՅՈՒՐՆԵՐՈՎ ՏԱՔԱՅՎՈՂ ՏԱՐԱՍԵՐ ԹԻՔԵՂՆԵՐԻ
ԶԵՐՄԱՅԻՆ ԳԱՇՏԸ՝ ՆՐԱՆՑ ՄԻՋԵՎ ԵՉՎՈՂ ԶԵՐՄԱՅԻՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԻ
ԴԵՊՐՈՒՄ

Ա. Մ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա. Ս. ԽԱՉԻԿՅԱՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Գծային ջերմահաղորդականության տեսության սահմաններում որոշված է շարժվող ջերմային աղբյուրների մաքայգող երկու տարասեռ կիսամեծերը թիթեղների կվապիտացիոնար ջերմային դաշտը, երբ թիթեղների բաժանման պծի մի մասում ($x < 0$) ջերմային կոնտակտը իզակական է, մյուս մասում ($x > 0$) այն բացակայում է:

Խնդիրը լուծված է ֆուրյեի ինտեգրալ ձևափոխության օգնությամբ Վիներ-Հոպֆի մեթոդի նկատմամբ կիրառումով:

Թվային հաշվումների արդյունքները բերված են գրաֆիկների տեսքով:

TEMPERATURE FIELD IN DISSIMILAR PLATES HEATED BY
MOVING SOURCES AT RUPTURED THERMAL CONDITIONS
BETWEEN THEM

A. M. SARGSIAN, A. S. KHACHIKIAN

S u m m a r y

Within the bounds of linear theory of thermal conductivity, the quasi-stationary temperature field in two semi-infinite dissimilar plates heated by two heat sources has been defined, when the thermal contact on one side of the boundary of division is ideal while on the other side a thermal contact between the plates is absent.

The problem has been determined by Fourier integral transformation with the following application of Wiener-Hopf technique.

The solution of the problem has been obtained in the form of defined integrals.

The results of numerical calculations are shown graphically.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Чобанян К. С., Саргсян А. М., Хачикян А. С. Температурное поле в свариваемых встык разнородных пластинках при отсутствии теплового контакта впереди источника тепла.—Физика и химия обработки материалов, 1981, № 5, с. 28—33.
2. Саргсян А. М. Нагрев составной пластинки источниками тепла, движущимися параллельно прямолинейному контакту.—Изв. АН АрмССР, серия техн. наук, 1980, № 3, с. 52—59.
3. Колыко Ю. М., Кушн А. Н. Температурные напряжения от объемных источников тепла. Киев: Наукова думка, 1983. 288 с.
4. Рабкин Д. М., Рябов В. Р., Гуревич С. М. Сварка разнородных металлов.—Киев: Техника, 1975. 208 с.
5. Паркус Г. Неуставившиеся температурные напряжения. М.: ЦИФМЛ, 1961. 251 с.
6. Нобл Г. Метод Винера-Хопфа. М.: ИЛ, 1962. 279 с.

Институт механики АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
28.VI.1983