Амплитуда колебаний будет уменьшаться с глубиной. Максимальная амплитуда соответствует поверхности тела ($r / R = 1$), но она меньше амплитуды колебаний среды на величину $\sqrt{N_i N_{-i}}$. Тепловой поток в стенку

$$q(\tau) = \frac{1}{2} \lambda h a_0 \frac{\sqrt{iP}}{R} \frac{K_1(\sqrt{iP})\, e^{iPF}}{\sqrt{iP}\, K_1(\sqrt{iP}) + hK_0(\sqrt{iP})} +$$

$$+ \frac{1}{2} \lambda h a_0 \frac{\sqrt{-iP}}{R} \frac{K_1(\sqrt{-iP})\, e^{-iPF}}{\sqrt{-iP}\, K_1(\sqrt{-iP}) + hK_0(\sqrt{-iP})} +$$

$$+ \frac{2\lambda}{\pi R}(b - t_0)\left\{\operatorname{arc\,tg}\left[\frac{2}{\pi h}\left(h \ln \frac{\mu_0}{2} + h\gamma - 1\right) + \frac{\pi}{2}\right\} - \frac{2h^2\lambda}{\pi R} \int_{\mu_0}^{\infty} \varphi(\mu)\, \Phi(\mu)\, e^{-\mu^2 F} \frac{d\mu}{\mu} \qquad (5)$$

Здесь $\Phi(\mu)$ определяется формулой (3). Для квазистационарного состояния два последние члена в решении (5) можно отбросить. Для нахождения общего количества тепла выражения (5) нужно проинтегрировать по промежутку времени. Для квазистационарного состояния формула (5) может быть преобразована аналогично выражению (4).

Поступила 3 II 1962

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХ НЕПРОЗРАЧНЫХ СЕРЫХ ТЕЛ

Н. А Рубцов (*Новосибирск*)

Рассматривается нестационарное лучистое взаимодействие двух полубесконечных тел. Даются приближенные выражения для результирующей плотности излучения. Для исследования используется решение А. Н. Тихонова [1] об остывании полубесконечного тела при излучении в окружающее пространство при постоянной температуре.

Задача о лучистом взаимодействии (фиг. 1) двух полубесконечных тел *1* и *2* приводится к уравнениям теплопроводности с граничными и начальными условиями

$$\frac{\partial^2 T_1(x, \tau)}{\partial x^2} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1(x, \tau)}{\partial \tau} \quad (0 < x < \infty), \qquad \frac{\partial^2 T_2(x, \tau)}{\partial x^2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_2(x, \tau)}{\partial \tau} \quad (0 > x > -\infty) \qquad \left(a = \frac{\lambda}{c\rho}\right) \qquad (1)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}(0, \tau) = E_1(0, \tau) = \sigma_{12}\left[T_2^4(0, \tau) - T_1^4(0, \tau)\right] \qquad (\sigma_{12} = \sigma_0 A_1 A_2 \Phi_{12})$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}(0, \tau) = E_2(0, \tau) = \sigma_{21}\left[T_1^4(0, \tau) - T_2^4(0, \tau)\right] \qquad (\sigma_{21} = \sigma_0 A_1 A_2 \Phi_{21}) \qquad (2)$$

$$T_1(x, 0) = T_1, \qquad T_2(x, 0) = T_2 \qquad (3)$$

Здесь a_1 и a_2 — коэффициенты температуропроводности; A_1, A_2 — поглощательные способности поверхностей тел; Φ_{12}, Φ_{21} — средние разрешающие угловые коэффициенты излучения между телами; $\sigma_0 = 4.9 \cdot 10^{-8}$ *ккал/м*^{2} *час·град*^{4} — постоянная излучения абсолютно черного тела; $E_1(0, \tau)$ и $E_2(0, \tau)$ — результирующие плотности излучения по поверхностям тел *1* и *2* в момент времени τ. Применительно к рассматриваемой излучающей системе, составленной из двух бесконечно протяженных параллельных тел, имеют место соотношения

$$\Phi_{12} = \Phi_{21} = \frac{1}{1 / A_1 + 1 / A_2 - 1}, \qquad \sigma_{12} = \sigma_{21}$$

На фиг. 1 промежуток между телами *1* и *2* изображен условно с тем, чтобы показать, что нестационарное взаимодействие осуществляется по законам лучистого теплообмена между телами, разделенными диатермической, прозрачной средой. В рассмотренной выше постановке задачи подразумевается схема из двух полубесконечных тел, находящихся между собой как бы в «несовершенном» тепловом контакте. Термическое сопротивление такого контакта определяется законами лучистого теплообмена.

Учитывая симметричность процесса лучистого теплообмена в рассматриваемой задаче, ниже рассматривается решение только для одного тела (тело *1*).

Известно [1], что уравнению типа (*1*) удовлетворяет интеграл

$$T(x,\tau)=\int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\tau-\xi}}\exp\frac{-x^2}{4a(\tau-\xi)}\,\psi(\xi)\,d\xi \tag{4}$$

Здесь $\psi(\xi)$ — непрерывная функция времени, определяемая из граничных условий. Определяя $\partial T/\partial x$ из (4), при этом используя подстановки

$$\tau-\xi=\frac{x^2}{4a\alpha^2}, \qquad d\xi=\frac{x^2}{2a\alpha^3}\,d\alpha$$

и применяя граничные условия, найдем

$$\psi(\tau)=\nu(\tau)\frac{a}{\sqrt{\pi a}} \qquad \left(\nu(\tau)=\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0}\right)$$

Окончательное решение уравнения типа (1), как известно, имеет вид

$$T(x,\tau)=T+\frac{1}{\sqrt{\pi a}}\int_0^\tau \frac{a}{\sqrt{\tau-\xi}}\exp\frac{-x^2}{4a(\tau-\xi)}\,\nu(\xi)\,d\xi \tag{5}$$

Решение задачи будет реализованным, если известно, по какому закону изменяется $\nu(\tau)=\lambda^{-1}E(\tau)$, т. е. если известно изменение результирующей плотности излучения на границе тела ($x=0$) во времени. Температуры поверхностей лучеобменивающихся тел определяются следующими выражениями:

$$T_i(0,\tau)=T_i+\frac{\sqrt{a_i}}{\lambda_i\sqrt{\pi}}\int_0^\tau \frac{E_i(\xi)}{\sqrt{\tau-\xi}}\,d\xi \qquad (i=1,2) \tag{6}$$

Здесь $E_1(\tau)$ и $E_2(\tau)$ согласно (2) и $E_1(\tau)=-E_2(\tau)$.

На этом основании искомое значение результирующей плотности излучения по поверхностям лучеобменивающихся тел определяется следующим соотношением:

$$E_1(\tau)=-E_2(\tau)=\sigma_{12}\left\{\left[T_2-\frac{\sqrt{a_2}}{\lambda_2\sqrt{\pi}}\int_0^\tau\frac{E_1(\xi)}{\sqrt{\tau-\xi}}\,d\xi\right]^4-\left[T_1+\frac{\sqrt{a_1}}{\lambda_1\sqrt{\pi}}\int_0^\tau\frac{E_1(\xi)}{\sqrt{\tau-\xi}}\,d\xi\right]^4\right\} \tag{7}$$

Представим полученное выражение в виде полубезразмерной анаморфозы

$$\varphi(\tau)=\delta_2[1-\eta_2\zeta(\tau)]^4-\delta_1[1+\eta_1\zeta(\tau)]^4$$

$$\zeta(\tau)=\int_0^\tau\frac{\varphi(\xi)}{\sqrt{\tau-\xi}}\,d\xi \tag{8}$$

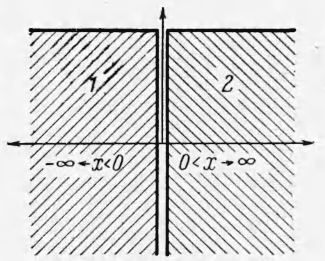
Здесь

$$\delta_1=\frac{T_1^4}{T_2^4-T_1^4},\qquad \delta_2=\frac{T_2^4}{T_2^4-T_1^4}$$

$$\eta_1=\frac{\sqrt{a_1}}{\lambda_1T_1}\frac{1}{\sqrt{\pi}}E_1(\tau=0)$$

$$\eta_2=\frac{\sqrt{a_2}}{\lambda_2T_2}\frac{1}{\sqrt{\pi}}E_1(\tau=0)$$

$$E_1(\tau=0)=\sigma_{12}(T_2^4-T_1^4),\qquad \varphi(\tau)=\frac{E_1(\tau)}{E_1(\tau=0)}$$



Фиг. 1. Схема из двух полубесконечных тел, находящихся между собой в нестационарном лучистом взаимодействии

Таким образом, процесс лучистого взаимодействия двух полуограниченных тел, выражающийся в температурной стабилизиции этой замкнутой системы, описывается уравнением (8) — сложным нелинейным интегральным уравнением Вольтерра.

Следуя работе [2], решаем (8) методом последовательных приближений. Для нулевого приближения принимаем $\varphi_0(\tau)=0$. Для первого приближения получим

$$\varphi_1(\tau)=\delta_2-\delta_1=1$$

Для второго приближения найдем

$$\varphi_2(\tau)=\delta_2[1-\eta_2\zeta_1(\tau)]^4-\delta_1[1+\eta_1\zeta_1(\tau)]^4,\qquad \zeta_1(\tau)=\int_0^\tau\frac{d\xi}{\sqrt{\tau-\xi}}$$

Здесь интеграл $\zeta(\tau)$ может быть сведен к Эйлерову интегралу первого рода вида

$$B(p, q) = \int_0^1 x^{p-1}(1-x)^{q-1}\,dx = \frac{\Gamma(p)\Gamma(q)}{\Gamma(p+q)} \qquad \left(\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t} t^{z-1}\,dt\right)$$

Вводя подстановку $\xi = \beta\tau$, получаем

$$\zeta_1(\tau) = \int_0^1 \frac{\tau d\beta}{\sqrt{\tau - \tau\beta}} = \tau^{1/2}\int_0^1 (1-\beta)^{-1/2} d\beta = \tau^{1/2}\frac{\Gamma(1)\Gamma(1/2)}{\Gamma(3/2)} = 2\tau^{1/2}$$

Таким образом, второе приближение

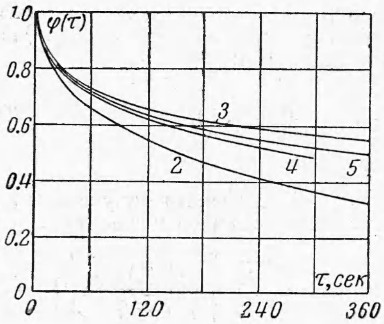
$$\varphi_2(\tau) = \delta_2(1 - 2\eta_2\tau^{1/2})^4 - \delta_1(1 + 2\eta_1\tau^{1/2})^4 \qquad (9)$$

или

$$\varphi_2(\tau) = 1 - 8(\delta_2\eta_2 + \delta_1\eta_1)\tau^{1/2} + 24(\delta_2^2\eta_2 - \delta_1^2\eta_1)\tau -$$
$$- 32(\delta_2^3\eta_2 + \delta_1^3\eta_1)\tau^{3/2} + 16(\delta_2^4\eta_2 - \delta_1^4\eta_1)\tau^2 \qquad (10)$$

Аналогичным образом, используя $\varphi_2(\tau)$, получено третье приближение $\varphi_3(\tau)$, а затем и четвертое $\varphi_4(\tau)$.

Указанные приближения представляют собой сложные полиномы относительно τ, коэффициенты при которых сами будут сложными выражениями и поэтому их приведение в настоящей работе не представляется целесообразным. Для суждения о сходимости на фиг. 2 представлены все приближения, включая и четвертое $\varphi_4(\tau)$, применительно к конкретному числовому примеру: рассматривалось взаимодействие двух полуограниченных тел, обладающих следующими теплофизическими свойствами:



Фиг. 2. Зависимость безразмерной плотности результирующего излучения $\varphi(\tau)$ между двумя полубесконечными телами от времени τ : 2 — второе приближение, 3 — третье приближение, 4 — четвертое приближение, 5 — по формуле (24)

$$\rho_1 = 10500\,\frac{кг}{м^3}, \qquad c_1 = 0.056\,\frac{ккал}{кг \cdot град}$$

$$\lambda_1 = 360\,\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}, \qquad a_1 = \frac{\lambda_1}{c_1\rho_1} = 0.612\,\frac{м^2}{час}$$

$$\rho_2 = 8900\,\frac{кг}{м^3}, \qquad c_2 = 0.108\,\frac{ккал}{кг \cdot град}$$

$$\lambda_2 = 61.2\,\frac{ккал}{м \cdot час \cdot град}, \qquad a_2 = \frac{\lambda_2}{c_2\rho_2} = 0.0636\,\frac{м^2}{час}$$

Начальные условия:

$$T_1 = 300^\circ\,K, \qquad T_2 = 1500^\circ\,K$$

Как видно из графического анализа, решение для $\varphi(\tau)$ может быть ограничено четвертым, пятым приближением (в зависимости от значения τ). Полученное решение для $\varphi(\tau)$ сопряжено с громоздкими вычислениями.

Ниже рассматривается приближенное решение нелинейного интегрального уравнения (8) при помощи общеизвестной линеаризации его.

В выражении (8) функционал вида $\zeta(\tau, \varphi)$ пропорционален значениям температуры на поверхности тела. Это позволяет, оперируя с ним, как с определенным физическим понятием, представить его значение в четвертой степени в следующем виде:

$$\zeta^4 = z^4\left(1 + \frac{\zeta - z}{z}\right)^4 = z^4\left[1 + \frac{4(\zeta - z)}{z} + \frac{6(\zeta - z)^2}{z^2} + \frac{4(\zeta - z)^3}{z^3} + \frac{(\zeta - z)^4}{z^4}\right]$$

Ограничиваясь первыми двумя членами данного полинома, получаем приближенно

$$\zeta^4 \approx 4\zeta z^3 - 3z^4 \qquad (11)$$

Смысл линеаризации заключается в замене некоторого участка параболы участком прямой. Чем ближе осредненные значения $\langle\zeta\rangle = z$ к истинным ζ, тем строже линеаризация. В пределе при $z \equiv \zeta$ приближенное соотношение (11) оказывается строгим. Значения z определяются в соответствии с его физическим смыслом так:

$$z(\tau, \varphi) = 1 - \eta\int_0^\tau \frac{\Phi(\tau)}{\sqrt{\tau - \xi}}\,d\xi = 1 - \eta\Phi(\tau)\int_0^\tau \frac{d\xi}{\sqrt{\tau - \xi}} = 1 - 2\eta\Phi(\tau)\sqrt{\tau} \qquad (12)$$

Здесь $\Phi(\tau)$ — некоторое близкое к $\varphi(\tau)$ значение безразмерного результирующего потока, величина которого в момент времени τ ориентировочно известна.

Осуществляя подстановку (12) в (11) и (8), имеем

$$\varphi(\tau) = \delta_2 \{4[1 - \eta_2 \zeta(\tau)] z_2^3 - 3z_2^4\} - \delta_1 \{4[1 + \eta_1 \zeta(\tau)] z_1^3 - 3z_1^4\} \tag{13}$$

$$z_1 = 1 + 2\eta_1 \Phi(\tau) \sqrt{\tau}, \qquad z_2 = 1 - 2\eta_2 \Phi(\tau) \sqrt{\tau}$$

или

$$\varphi(\tau) = 4(\delta_2 z_2^3 - \delta_1 z_1^3) - 4(\delta_2 \eta_2 z_2^3 + \delta_1 \eta_1 z_1^3)\zeta(\tau) - 3(\delta_2 z_2^4 - \delta_1 z_1^4) \tag{14}$$

Представим (14) в форме линейного интегрального уравнения Вольтерра второго рода [3]

$$\varphi(\tau) - (-\varkappa(\tau, \Phi)) \int_0^\tau K(\tau, \xi)\varphi(\xi)\, d\xi = f(\tau, \Phi) \qquad \left(K(\tau, \xi) = \frac{1}{\sqrt{\tau - \xi}}\right) \tag{15}$$

где

$$\varkappa(\tau, \Phi) = 4(\delta_2 \eta_2 z_2^3 + \delta_1 \eta_1 z_1^3), \qquad f(\tau, \Phi) = 4(\delta_2 z_2^3 - \delta_1 z_1^3) - 3(\delta_2 z_2^4 - \delta_1 z_1^4)$$

Решение линейного интегрального уравнения (15), полученное методом последовательных приближений Пикара, имеет следующий вид: (16)

$$\varphi(\tau) = f(\tau, \Phi) - (-\varkappa(\tau, \Phi)) \int_0^\tau H(\tau, \xi; \varkappa) f(\xi, \Phi)\, d\xi \qquad \left(H = -\sum_{n=0}^{\infty} (-\varkappa)^n K_{n+1}(\tau, \xi)\right)$$

Здесь H — резольвента интегрального уравнения (15). Итерации ядра исходного уравнения удовлетворяют интегральному соотношению

$$K_{n+1}(\tau, \xi) = \int_\xi^\tau K_1(\tau, \theta) K_n(\theta, \xi)\, d\theta \tag{17}$$

В связи с этим

$$K_2(\tau, \xi) = \int_\xi^\tau K_1(\tau, \theta) K_1(\theta, \xi)\, d\theta = \int_\xi^\tau \frac{1}{(\tau - \theta)^a} \frac{1}{(\theta - \xi)^a}\, d\theta = \int_\xi^\tau \frac{(\theta - \xi)^{-a}}{(\tau - \theta)^a}\, d\theta \qquad \left(a = \frac{1}{2}\right)$$

Вводя подстановку $(\theta - \xi)/(\tau - \xi) = x$, имеем

$$K_2(\tau, \xi) = \int_0^1 \frac{x^{-a}(\tau - \xi)^{-a}}{(1 - x)^a (\tau - \xi)^a} (\tau - \xi)\, dx = \frac{\Gamma^2(1 - a)}{\Gamma(2(1 - a))} (\tau - \xi)^{2(1-a)-1}$$

по аналогии

$$K_3(\tau, \xi) = \frac{\Gamma^3(1 - a)}{\Gamma(3(1 - a))} (\tau - \xi)^{3(1-a)-1}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$K_{n+1}(\tau, \xi) = \frac{\Gamma^{n+1}(1 - a)}{\Gamma((n + 1)(1 - a))} (\tau - \xi)^{(n+1)(1-a)-1}$$

Подставляя $a = 1/2$, получаем

$$K_{n+1}(\tau, \xi) = \frac{\Gamma^{n+1}(1/2)}{\Gamma(1/2(n + 1))} (\tau - \xi)^{1/2(n+1)-1} \tag{18}$$

где Γ — гамма-функция или Эйлеров интеграл второго рода. Таким образом, согласно (16)

$$H(\tau, \xi; \varkappa) = -\sum_{n=0}^{\infty} (-\varkappa)^n \frac{\Gamma^{n+1}(1/2)}{\Gamma(1/2(n + 1))} (\tau - \xi) \tag{19}$$

Сходимость подобных рядов достаточно подробно исследуется в работах [1, 2].

Для получения расчетного выражения нужно подставить (19) в (16), провести почленное интегрирование ряда, при этом следует иметь в виду, что

$$f(\tau, \Phi) = 1 - 24\Phi^2(\delta_2\eta_2^2 - \delta_1\eta_1^2)\tau + 64\Phi^3(\delta_2\eta_2^3 + \delta_1\eta_1^3)\tau^{3/2} - 48\Phi^4(\delta_2\eta_2^4 - \delta_1\eta_1^4)\tau^2 \tag{20}$$

В результате получим

$$\varphi(\tau) = f(\tau, \Phi) -$$

$$- \varkappa(\tau, \Phi) \sum_{n=1}^{\infty} (-\varkappa)^{n-1} \frac{\Gamma^n(1/2)}{\Gamma(1 + 1/2\, n)} \tau^{1/2 n} \left[1 - 24 \frac{\Gamma(2)\Gamma(1 + 1/2\, n)}{\Gamma(2 + 1/2\, n)} \Phi^2 (\delta_2\eta_2^2 - \delta_1^2\eta_1^2)\tau + \right.$$

$$\left. + 64 \frac{\Gamma(5/2)\Gamma(1 + 1/2\, n)}{\Gamma(5/2 + 1/2\, n)} \Phi^3(\delta_2\eta_2^3 + \delta_1\eta_1^3)\tau^{3/2} - 48 \frac{\Gamma(3)\Gamma(1 + 1/2\, n)}{\Gamma(3 + 1/2\, n)} \Phi^4(\delta_2\eta_2^4 - \delta_1\eta_1^4)\tau^2\right] \tag{21}$$

Для небольших значений τ можно в выражении (20) ограничиться двумя членами, т. е. линейным представлением относительно τ, при этом в квадратных скобках выражения (21) под знаком суммы сохраняется только два первых члена, и если затем, ограничиться в ряде членами с τ^2, то получим

$$\varphi(\tau) = f(\tau, \Phi) - \varkappa(\tau, \Phi)\{2\tau^{1/2} - \pi\varkappa(\tau, \Phi)\tau + [4.2\,\varkappa(\tau, \Phi) -$$

$$- 32(\delta_2\eta_2^2 - \delta_1\eta_1^2)\Phi^2]\tau^{3/2} + [{}^1/_2\,\varkappa^3(\tau,\varphi)\pi\, 37.7(\delta_2\eta_2^2 - \delta_1\eta_1^2)\Phi^2\varkappa(\tau, \Phi)]\tau^2\} \qquad (22)$$

Ограничиваясь членами с $\tau^{3/2}$, получаем следующее приближение: (23)

$$\varphi(\tau) = f(\tau, \Phi) - \varkappa(\tau, \Phi)\left\{2\tau^{1/2} - \pi\varkappa\tau + \left[\varkappa^2\frac{\Gamma^3(1/2)}{\Gamma(5/2)} - 24\frac{\Gamma(1/2)}{\Gamma(5/2)}(\delta_2\eta_2^2 - \delta_1\eta_1^2)\Phi^2\right]\tau^{3/2}\right\}$$

или (24)

$$\varphi(\tau) = f(\tau, \Phi) - \varkappa(\tau, \Phi)\{2\tau^{1/2} - \pi\varkappa(\tau, \Phi)\tau + [4.2\,\varkappa^2(\tau, \Phi) - 32(\delta_2\eta_2^2 - \delta_1\eta_1^2)\Phi^2]\tau^{3/2}\}$$

Ряд (21) применительно к малым значениям τ обладает ярко выраженным свойством быстрой сходимости; поэтому приближенные итерационные формулы (22) и (23) отличаются достаточной точностью при ведении итерационных расчетов. Практическое их использование сводится к построению зависимостей $\varphi(\tau)$ в функции τ. В качестве первого грубого приближения используется значение $\varphi(0) = 1$. Последующие приближения определяются итерационными формулами (22) и (23). Эти формулы могут быть использованы также для вычисления $\varphi(\tau)$, а следовательно, и результирующей плотности излучения $E_1(\tau) = -E_2(\tau)$ и в произвольный момент времени τ. В качестве первого грубого приближения можно рекомендовать следующее выражение:

$$\varphi(\tau) \approx 1 - 2\sqrt{\tau}\left(1 - \frac{1}{2}\pi\sqrt{\tau}\right) \qquad (25)$$

полученное из (24) в предположении, что $f(\tau,\Phi) = \varkappa(\tau, \Phi) = 1$, а последующие члены при $\tau^{3/2}$ пренебрежимо малы. Указанное грубое приближение, будучи подставленным в (24), дает удовлетворительное решение уже в первом вычислении (последующие приближения оказываются мало отличающимися).

Используя приближенное выражение (24), на фиг. 2 представлена зависимость $\varphi(\tau)$, построенная применительно к числовому примеру лучистого нестационарного взаимодействия двух полуограниченных тел, рассмотренному ранее. Анализ этой зависимости указывает на то, что значения $\varphi(\tau)$, вычисленные по (24), практически совпадают с пятым приближением, полученным на основе строгого численного решения, приведенного выше. Из фиг. 2 следует, что зависимость $\varphi(\tau)$ занимает место пятого приближения, которое на графике отсутствует.

Таким образом, указанная линеаризация позволяет получить сравнительно простое итерационное расчетное выражение, отличающееся достаточной точностью (точность расчетов не выходит за пределы $\sim$1—2%). По вопросу о точности подобного подхода линеаризации необходимо отметить следующее. Расчетные выражения (22) и (23) будут итерационными и в этом смысле они могут оказаться строгими. Однако, принимая во внимание то, что в них учтены лишь первые члены сходящегося ряда (21), следует отметить их приближенный характер. В пределах небольших значений τ эти выражения могут оказаться, как это было отмечено выше, достаточно точными.

Вопросы оценок значений τ, для которых приближенные формулы (22) и (23) остаются в силе, здесь не рассматриваются. Применительно к реальным конечным телам это время определяется, по-видимому, моментом, когда в теплопередаче начинает сказываться влияние удаленных стенок, ранее не участвовавших в теплообмене.

В заключение отметим, что расчеты температурных полей в исследуемых лучеобменивающихся твердых телах после вычисления $\varphi(\tau)$ и соответственно $E_1(\tau) = -E_2(\tau)$ не представляют принципиальных затруднений. Для этого найденные значения результирующих лучистых потоков по поверхностям лучеобменивающихся тел подставляются соответственно в (6), при определении температур поверхностей тел или в (5) — в случае более детального исследования температурных полей. Решения в обоих случаях сводятся к квадратурам.

Поступила 4 VIII 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов А. Н. Об остывании тел при лучеиспускании, следующем закону Стефана—Больцмана. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1937, № 3.
2. Тихонов А. Н., О функциональных уравнениях типа Вольтерра и их применениях к некоторым задачам математической физики. Бюлл. МГУ, секция А, т. I. Математика и механика, 1938, вып. 8.
3. Трикоми Ф. Интегральные уравнения. ИЛ, 1960.