Calculation of Transient Temperature and Thermal Stresses at Calculus of Heat Transfer Coefficient Considering the Radiation

Gorbunov A.D., Ukleina S.V.
Dneprodzerzhinsk State Technical University
Dneprodzerjinsk, Ukraine

Abstract. The problem of simplifications for solving problems of cooling / heating of bodies under the joint action of convection and radiation is considered. The mathematical formulation of the problem of non-stationary nonlinear heat, allowing along with convection, to take approximately into account the heat radiation. The solution of the problem for a thin body thermal model, based on the substitution method, linearizing the right boundary condition, as well as through the integral equation relationship between heat flow and surface-average and mass – average temperatures for the simple bodies in a regular stage of thermal conductivity. Two engineering methods were developed for calculating the temperature fields and axial thermal stresses during cooling (heating) bodies of simple shape in the form of a plate, ball, and cylinder by convection and radiation in quasi-stationary stage. It is shown that neglecting heat transfer by radiation can lead to significant errors in calculation of the temperatures (up to 26%). The adequacy of the solutions has been tested at extreme cases, in the lack of heat transfer by radiation.
Keywords: engineering calculation method, quasi-stationary state, simple shape objects, cooling, heating, convection, radiation, thermally thin object, on-axis thermal stresses.

Calcularea temperaturilor tranzitorii nestaționare şi tensiunilor termice la evaluarea coeficientului de schimb de căldură, care ia în considerare radiație

Gorbunov A.D., Ucleina S.V.
Universitatea Tehnică de Stat din Dneprodzerjinsk
Dneprodzerjinsk, Ucraina

Rezumat. Sunt studiate nişte simplificații, introduse pentru rezolvarea problemei de răcire / încălzire a corpurilor sub acțiunea comună de convecție şi de radiație. Se propune o formulare matematică a problemei termoconductibilitäzii neliniare şi nestaționare, permițând în starea limită, în considerare împreună cu convecție, de a ține cont de radiația termică. Este obținută soluție de problemă pentru modelul corpului termic fin pe baza metodei de substituire, care linearizează condiție de frontieră dreaptă, şi de asemenea prin ecuație integrală de legătură între fluxul termic, temperaturile de suprafață şi medie în masa corpului pentru corpurile simple în stagiul reulată de transfer de căldură. Sunt elaborate două metodologiile de calcul inginereții a câmpurilor temperaturilor şi tensiunilor axiale termice în procesul încălzirii (răcirii) a corpurilor de formă simplă (o placă, un cilindru şi bilă) prin convecție şi prin radiație în fază quasi-staționară. Se arată, că neglijență de transfer de căldură prin radiație poate duce la erori esențiale de calcul al temperaturilor (pănă la 26%). Caracterul adecvat al acestor soluții a fost testat în cazuri extremi de absența schimbul de căldură prin lipsa radiației termice.
Cuvinte-cheie: metodologia inginerească de calcul, stagiune quazistaționară, corpurile de formă simplă, răcire/încălzire, convecție, radiație, corp fin termic, tensiuni axiale termice.

Расчет нестационарных температур и термических напряжений при вычислении коэффициента теплообмена, учитывающего излучение

Горбунов А.Д., Уклеина С.В.
Днепродзержинский государственный технический университет
Днепродзержинск, Украина

Аннотация. Рассмотрены упрощения для решения задач охлаждения/нагрева тел при совместном действии конвекции и излучения. Предложена математическая постановка задачи нестационарной нелинейной теплопроводности, позволяющая наряду с конвекцией, приближенно учитывать теплообмен излучением. Получено решение задачи для модели термического тонкого тела на основе метода подстановки, линеаризующего правое граничное условие, а также через интегральное уравнение связи между тепловым потоком, среднемассовой и поверхностной температурами для простых тел в регулярной стадии теплопроводности. Разработаны две инженерные методики расчета полей температур и осевых термических напряжений при охлаждении (нагреве) тел простой формы в виде пластины, цилиндра и шара конвекцией и излучением в квазистационарной стадии. Показано, что неучет теплообмена излучением может приводить к значительным погрешностям расчета температур (до 26%).

Адекватность полученных решений была проверена на предельных случаях отсутствия теплообмена излучением.
Ключевые слова: инженерная методика расчета, квазистационарная (регулярная) стадия, тела простой формы, охлаждение/ нагрев, конвекция, излучение, термически тонкое тело, осевые термические напряжения.

Введение. Интенсификация металлургических, химических и других процессов, а также увеличение объёма печей создают тяжёлые условия службы основных конструктивных составляющих кожуха, корпуса, кладки и других элементов ограждающих конструкций. В этих условиях увеличиваются тепловые потери от внешних поверхностей печей и возрастают требования к точности и простоте расчётов указанных тепловых потерь.

Основное уравнение для расчёта удельного теплового потока от наружных поверхностей ограждения печей в окружающий воздух имеет вид:

$$q = \alpha_{\Sigma} \cdot \Delta T \text{ , Вт/м}^2, \tag{1}$$

где $\Delta T = (T_n - T_c)$ — температурный напор, °C; T_n — температура наружной поверхности корпуса печи, °C; T_c — температура среды, в данном случае окружающего воздуха, вдали от поверхности, °C;
$\alpha_{\Sigma} = (\alpha_к + \alpha_л)$ — суммарный коэффициент теплоотдачи конвекцией и излучением, Вт/(м^2·К).

Нам известны несколько работ, в которых приводятся приближенные формулы для расчёта суммарного коэффициента теплоотдачи. Так, согласно [1]

$$\alpha_{\Sigma} = a + b \cdot \Delta T = 9.74 + 0.07 \cdot \Delta T \text{ , } T_n < 150 \text{ °C}, \tag{2}$$

в соответствии с [2]:

$$\alpha_{\Sigma} = 9.5 + 0.09815 \cdot V - 4.74 \cdot 10^{-4} \cdot V^2 + 1.74 \cdot 10^{-6} \cdot V^3, \tag{3}$$

где $V = T_n - 30$; 25 < T_n < 210 °C.

Наиболее полно расчет суммарного коэффициента теплообмена представлен в [3]

$$\alpha_{\Sigma} = B_0 + B_1 \cdot T_c + B_2 \cdot \Delta T + B_3 \cdot \Delta T^2 . \tag{4}$$

Анализ приведенных уравнений показал, что в случае умеренных температурных напоров ΔT сложные выражения (3) и (4) можно аппроксимировать линейной зависимостью:

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_0 \cdot \left(1 + \tilde{\beta} \cdot \Delta T\right), \tag{5}$$

где α_0 — суммарный коэффициент теплоотдачи при нулевом напоре $\Delta T = 0$.

При производстве пуско-наладочных работ необходимо знание нестационарных полей температур и термических напряжений.

Анализ публикаций. К настоящему времени имеется достаточно много [4,5] и других приближенных решений задачи охлаждения (нагрева) тел при совместном действии конвекции и излучения, однако, все они имеют слишком громоздкий вид даже для модели термически тонких тел (ТТТ). Цель данной работы — получение более простых решений.

Постановка задачи. Математическая постановка задачи симметричного нагрева (охлаждения) тел простой геометрической формы от начальной температуры T_0 до температуры среды T_c имеет вид.

$$\frac{\partial \vartheta(X, \text{Fo})}{\partial \text{Fo}} = \frac{\partial^2 \vartheta(X, \text{Fo})}{\partial X^2} + \frac{k-1}{X} \frac{\partial \vartheta(X, \text{Fo})}{\partial X}, \tag{6}$$

$$\vartheta(X,0) = \vartheta_0 = 1, \tag{7}$$

$$\frac{\partial \vartheta(0, \text{Fo})}{\partial X} = 0, \tag{8}$$

$$\frac{\partial \vartheta(1, \text{Fo})}{\partial X} = Q(\vartheta_n(\text{Fo})), \tag{9}$$

где $\vartheta = (T(x,\tau) - T_c)/\Delta T_0$; $\Delta T_0 = (T_0 - T_c)$ — максимально возможный перепад температур, °C; $Q(\vartheta_n) = \text{Bi} \cdot \vartheta_n(\text{Fo}) \cdot R(\vartheta_n)$ — тепловой поток; $\vartheta_n(\text{Fo}) = \vartheta(1, \text{Fo})$ — относительная температура на поверхности; $R(\vartheta) = 1 + \beta \cdot \vartheta$; $\beta = \tilde{\beta} \cdot \Delta T_0$; $X = x/R_0$; R_0 — характерный размер тела, м; $\text{Fo} = a\tau/R_0^2$ — число Фурье; $\text{Bi} = \alpha_0 R_0/\lambda$ —

число Био; k — фактор геометрической формы, равный 1, 2, 3 соответственно для пластины, цилиндра и шара.

При выводе граничного условия (9) было учтено выражение (1) и (5). Следует отметить, что уравнение (9) делает исходную задачу теплопроводности нелинейной.

Решение задачи. При реализации проблемы необходимо иметь формулы для модели термического тонкого тела.

Решение в модели ТТТ. При малых числах Био (Bi<1) температуры на поверхности ϑ_n, в центре $\vartheta_ц$ и среднемассовая $\vartheta_{ср}$ почти не различаются друг от друга и равны просто ϑ. Теперь вместо уравнения теплопроводности (6) необходимо решить следующее дифференциальное уравнение теплового баланса [6]:

$$d\vartheta = -k \cdot Q(\vartheta) \cdot d\mathrm{Fo}\,. \tag{10}$$

Разделяя переменные и интегрируя (10) с учетом начального условия (7), получим

$$-\widetilde{\mathrm{Fo}} = F(\vartheta) - F(\vartheta_0), \tag{11}$$

где $F(\vartheta) = \int \frac{d\vartheta}{\vartheta \cdot R(\vartheta)} = \ln \frac{\vartheta}{R(\vartheta)}$; $\widetilde{\mathrm{Fo}} = k \int\limits_0^{\mathrm{Fo}} \mathrm{Bi}(\eta) \cdot d\eta$ — модифицированное число Фурье.

Уравнение (11) позволяет выразить искомую среднюю температуру в явном виде

$$\vartheta(\mathrm{Fo}) = \left[(1/W_0)\exp\left(\widetilde{\mathrm{Fo}}\right) - \beta\right]^{-1}, \tag{12}$$

где $W_0 = \vartheta_0 / R_0$; $R_0 = 1 + \beta \cdot \vartheta_0$.

Здесь и далее проверку на адекватность полученных решений будем осуществлять путем сопоставления с точным при постоянном коэффициенте теплообмена. Полагая в последнем уравнении $\beta = 0$, получим известное решение [6] $\vartheta(\mathrm{Fo}) = e^{-\widetilde{\mathrm{Fo}}}$ для модели ТТТ при $\alpha = \mathrm{const}$.

Решение через подстановку. С целью линеаризации граничного условия (9), введем новую переменную $W(X,\mathrm{Fo})$, связанную с $\vartheta(X,\mathrm{Fo})$ соотношением:

$$W(X,\mathrm{Fo}) = \exp[F(\vartheta(X,\mathrm{Fo}))] \equiv \vartheta(X,\mathrm{Fo})/R(\vartheta). \tag{13}$$

Тогда, исходная система уравнений (6)…(9) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial W(X,\mathrm{Fo})}{\partial \mathrm{Fo}} = \frac{\partial^2 W(X,\mathrm{Fo})}{\partial X^2} + \frac{k-1}{X}\frac{\partial W(X,\mathrm{Fo})}{\partial X} + \psi(X,\mathrm{Fo}), \tag{14}$$

$$W(X,0) = \vartheta_0 / R_0 \equiv W_0\,, \tag{15}$$

$$\frac{\partial W(0,\mathrm{Fo})}{\partial X} = 0\,, \tag{16}$$

$$\frac{\partial W(1,\mathrm{Fo})}{\partial X} = -\mathrm{Bi} \cdot W_n(\mathrm{Fo}), \tag{17}$$

где $\psi(X,\mathrm{Fo}) = 2 \cdot \beta \cdot R(\vartheta) \cdot \left[\frac{\partial W(X,\mathrm{Fo})}{\partial X}\right]^2$ — нелинейный комплекс, может рассматриваться как внутренний источник (сток) тепла, переменный по величине и знаку.

Далее задачу будем решать методом последовательных приближений. Первое приближение получим, полагая в (14) функцию $\psi_1(X,\mathrm{Fo}) = 0$. Тогда решение системы уравнений (14)…(17) запишется в форме [6,7]:

$$W(X,\mathrm{Fo}) = W_0 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot U_n(X) \cdot e^{-\mu_n^2 \cdot \mathrm{Fo}} \tag{18}$$

или в квазистационарной стадии при Fo>0,3, с учетом одного члена ряда (18), для температуры поверхности

$$W_n(\mathrm{Fo}) = W_0 \cdot P \cdot e^{-\mu^2 \mathrm{Fo}}\,, \tag{19}$$

центра

$$W_ц(\mathrm{Fo}) = W_0 \cdot A \cdot e^{-\mu^2 \mathrm{Fo}} \equiv H_k \cdot W_n(\mathrm{Fo}) \tag{20}$$

и среднемассовой

$$W_{ср}(\mathrm{Fo}) = W_0 \cdot B \cdot e^{-\mu^2 \mathrm{Fo}} \equiv m^T \cdot W_n(\mathrm{Fo}), \tag{21}$$

$P_n = \frac{2\mathrm{Bi}}{\mathrm{Bi}(\mathrm{Bi}+2-k)+\mu_n^2}$; $B_n = m^T \cdot P_n$;

$A_n = P_n \cdot H_k$ — тепловые амплитуды; $P = P_1$;

$A = A_1$ и $\mu = \mu_1$ т. д.; $m^T = \dfrac{k\mathrm{Bi}}{\mu_n^2}$ — точное значение коэффициента термической массивности тела; $U_n(X)$ — координатная функция; $H_k = U_n(0)$, μ_n — корни соответствующего характеристического уравнения, например, для пластины $\mathrm{ctg}\mu_n = \mu_n/\mathrm{Bi}$, $U_n(X) = \cos(\mu_n \cdot X)/\cos\mu_n$.

В работе [7] предложена общая для всех трех тел формула по расчету первого корня

$$\mu = \sqrt{D/\gamma}\,, \qquad (22)$$

где $D = k \cdot \mathrm{Bi}/m$; $m = 1 + g \cdot \mathrm{Bi}$ — коэффициент термической массивности тела (КТМТ); $\gamma = \left(1 + \sqrt{1 + 4\rho}\right)/2$; $\rho = D^2/\left[k(k+2)^2(k+4)\right]$; при малых числах Био $\gamma \approx (1 + \rho)$; $g = 1/(k+2)$.

После определения $W(X, \mathrm{Fo})$ по формулам (18)…(21) следует сделать переход к искомой температуре $\vartheta(X, \mathrm{Fo})$. Разрешая уравнение (13) относительно ϑ, получим,

$$\vartheta(X, \mathrm{Fo}) = \left[1/W(X, \mathrm{Fo}) - \beta\right]^{-1}. \qquad (23)$$

Осуществляя в полученных уравнениях предельный переход при $\beta = 0$, получим тождество $\vartheta(X, \mathrm{Fo}) \equiv W(X, \mathrm{Fo})$ и известное решение по конвективному нагреву (охлаждению) тел простой геометрической формы.

Иногда приходится решать так называемую обратную задачу определения времени нагрева тела $\mathrm{Fo}_н$ до заданной температуры поверхности $\vartheta_{п.з}$, среднемассовой $\vartheta_{ср.з}$, либо центра $\vartheta_{ц.з}$. Тогда логарифмируя выражения (19)…(21), получим

$$\mathrm{Fo}_{н.п} = M \cdot \ln\left(\frac{W_0 \cdot P}{W_{п.з}}\right), \qquad (24)$$

$$\mathrm{Fo}_{н.ср} = M \cdot \ln\left(\frac{W_0 \cdot B}{W_{ср.з}}\right), \qquad (25)$$

$$\mathrm{Fo}_{н.ц} = M \cdot \ln\left(\frac{W_0 \cdot A}{W_{ц.з}}\right), \qquad (26)$$

где $M = 1/\mu^2 = m \cdot \gamma/(k \cdot \mathrm{Bi})$ — согласно уравнению (22); $W_з = \left(1/\vartheta_з + \beta\right)^{-1}$.

Полагая в уравнении (26) температуру центра $\vartheta_{ц.з} = 1 - \varepsilon_n = 0.95$, где $\varepsilon_n = 5\% = 0.05$ можно трактовать как степень начала прогрева центра тела, получим время инерционного периода

$$\mathrm{Fo}_1 = M \cdot \ln\left(W_0 \cdot A/W_{ц.з}\right), \qquad (27)$$

где $W_{ц.з} = \vartheta_{ц.з}/\left(1 + \beta \cdot \vartheta_{ц.з}\right)$.

Оценим время нагрева по разным моделям. Пусть $\vartheta_{п.з} = \varepsilon_k = 0.05$ — температура поверхности конца нагрева, $\mathrm{Bi} = 2$; $\tilde{\beta} = b/a = 0.007$ — см. уравнение (2), $\Delta T_0 = 140$ °C и $\beta = 1$.

Время нагрева в отсутствии излучения найдем из уравнения (24) при $\beta = 0$:

$$\mathrm{Fo}_{н.п.0} = M \cdot \ln\frac{P}{\varepsilon_k}. \qquad (28)$$

Составим отношение времен нагрева

$$\eta = \frac{\mathrm{Fo}_{н.п}}{\mathrm{Fo}_{н.п.0}} = \frac{\ln\left(W_0 \cdot P/W_{п.з}\right)}{\ln P/\varepsilon_k}. \qquad (29)$$

При $\mathrm{Bi} = 2$ согласно (22) $\mu = 1.08$, а из (12) $W_0 = 1/(1 + \beta) = 0.5$; $W_{п,з} = 1/\left(1/\varepsilon_k + \beta\right) = 1/21$ отношение времен $\eta = 0.74$.

Таким образом, для данного примера, не учет теплообмена излучением приводит к задержке времени нагрева на 26 %.

Решение интегрального уравнения. Следуя Э.М. Гольдфарбу [6], запишем интегральное уравнение для простых тел в квазистационарной стадии

$$\vartheta_n(\mathrm{Fo}) = \vartheta_0 - k\int_0^{\mathrm{Fo}} Q(\eta) \cdot d\eta - g \cdot Q(\vartheta_n). \qquad (30)$$

Дифференцируя соотношение (30) по времени Fo, разделяя переменные и интегрируя, получим уравнение для расчета температуры поверхности в неявной форме

$$\widetilde{\mathrm{Fo}} = \Phi(\vartheta_*) - \Phi(\vartheta_n), \qquad (31)$$

где $\widetilde{\mathrm{Fo}} = k \cdot \mathrm{Bi} \cdot \mathrm{Fo}$ — модифицированное число Фурье; $\Phi(\vartheta) = F(\vartheta) - g \cdot \mathrm{Bi} \cdot \ln S(\vartheta)$; $S(\vartheta) = \vartheta \cdot R(\vartheta)$; $F(\vartheta) = \int \frac{d\vartheta}{S(\vartheta)} = \ln \vartheta / R(\vartheta)$ — см. уравнение (11).

Здесь под ϑ_* понимается начальная для регулярной стадии температура поверхности, которая находится из интегрального уравнения (30) при $\mathrm{Fo} = 0$, а именно

$$\vartheta_* = \vartheta_0 - g \cdot \mathrm{Bi} \cdot S(\vartheta_*). \qquad (32)$$

Решая квадратное, относительно искомой ϑ_*, уравнение (32), получим

$$\vartheta_* = \vartheta_0 / (m \cdot \tilde{\gamma}), \qquad (33)$$

где $m = 1 + g \cdot \mathrm{Bi}$; $\tilde{\gamma} = \left(1 + \sqrt{1 + 4\tilde{\rho}}\right)/2$; $\tilde{\rho} = \vartheta_0 \cdot (\beta g \mathrm{Bi}/m)^2$, при малых $\tilde{\rho}$ величина $\tilde{\gamma} \cong 1 + \tilde{\rho}$.

После определения по формуле (31) температуры поверхности $\vartheta_n(\mathrm{Fo})$ среднемассовую температуру найдем из (30)

$$\vartheta_{cp}(\mathrm{Fo}) = \vartheta_0 - k \int_0^{Fo} Q(\eta) d\eta \equiv \vartheta_n(\mathrm{Fo}) + g \cdot Q(\vartheta_n), \qquad (34)$$

температуру в центре, согласно [6]

$$\vartheta_{ц}(\mathrm{Fo}) = \vartheta_n(\mathrm{Fo}) + Q(\vartheta_n)/K_2, \qquad (35)$$

где K_2 — коэффициент усреднения теплового потока, при умеренных числах Био $K_2 \cong 2$.

С целью проверки полученных решений на адекватность положим в них коэффициент $\beta = 0$. Тогда $\tilde{\rho} = 0$, $\tilde{\gamma} = 1$, $\vartheta_* = \vartheta_0/m$, $R(\vartheta) = 1$, $S(\vartheta) = \vartheta$, $F(\vartheta) = \ln \vartheta$ и формула (31) преобразится к виду

$$\vartheta_n(\mathrm{Fo}) = \frac{1}{m} \exp\left(-\frac{k \cdot \mathrm{Bi}}{m} \cdot \mathrm{Fo}\right). \qquad (36)$$

Среднемассовую температуру при $\beta = 0$ найдем из уравнения (34)

$$\vartheta_{cp}(\mathrm{Fo}) = \vartheta_n(\mathrm{Fo}) + g \cdot Q(\vartheta_n) = m \cdot \vartheta_n(\mathrm{Fo}), \qquad (37)$$

а температуру центра — из (35):

$$\vartheta_{ц}(\mathrm{Fo}) = (1 + \mathrm{Bi}/2) \cdot \vartheta_n(\mathrm{Fo}) = H_k \cdot \vartheta_n(\mathrm{Fo}), \qquad (38)$$

Точное значение температуры поверхности [6] в стадии регулярного режима нагрева (РРН), когда $\mathrm{Fo} > 0{,}3$:

$$\vartheta_n^T(\mathrm{Fo}) = P \cdot e^{-\mu^2 \mathrm{Fo}}. \qquad (39)$$

Формулы (36) и (39) идентичны, поскольку согласно [7] тепловая амплитуда $P \cong 1/m$, а согласно уравнению (22) квадрат первого собственного числа $\mu^2 = k\mathrm{Bi}/m$.

Точная среднемассовая температура

$$\vartheta_{cp}^T(\mathrm{Fo}) = B \cdot e^{-\mu^2 \mathrm{Fo}} \equiv m^T \cdot \vartheta_n(\mathrm{Fo}), \qquad (40)$$

где амплитуда B изменяется в узких пределах $B_\infty < B < 1$ и близка к 1, а при $m^T \cong m$ приближенное уравнение (37) полностью совпадает с точным (40).

Точная температура в центре

$$\vartheta_{ц}^T(\mathrm{Fo}) = A \cdot e^{-\mu^2 \mathrm{Fo}} \equiv H_k \cdot \vartheta_n(\mathrm{Fo}) \qquad (41)$$

и формулы (38) и (41) идентичны, т.к. можно показать, что при умеренных числах Био $H_k \cong 1 + \mathrm{Bi}/2$.

Таким образом, можно считать установленной адекватность полученных решений.

Теперь данных достаточно для определения термических напряжений. Согласно [7] относительные осевые термонапряжения в любой точке

$$\tilde{\sigma}(X, \mathrm{Fo}) = \vartheta_{\text{ср}}(\mathrm{Fo}) - \vartheta(X, \mathrm{Fo}), \qquad (42)$$

на поверхности (при $X = 1$)

$$\tilde{\sigma}_{\text{п}}(\mathrm{Fo}) = \vartheta_{\text{ср}}(\mathrm{Fo}) - \vartheta_{\text{п}}(\mathrm{Fo}) \qquad (43)$$

и в центральных точках тела (при $X = 0$):

$$\tilde{\sigma}_{\text{ц}}(\mathrm{Fo}) = \vartheta_{\text{ср}}(\mathrm{Fo}) - \vartheta_{\text{ц}}(\mathrm{Fo}). \qquad (44)$$

Окончательно, размерные термические напряжения

$$\sigma(\mathrm{Fo}) = \tilde{\sigma}(\mathrm{Fo}) \cdot \sigma_0, \qquad (45)$$

где $\sigma_0 = \beta E \Delta T_0 / (1 - \nu)$ — максимально возможные термические напряжения, Па; β —

линейный коэффициент термического расширения, 1/К; E — модуль упругости, Па; ν — коэффициент Пуассона.

Выводы:

1. Предложена новая математическая постановка задачи нестационарной нелинейной теплопроводности, приближенно учитывающая теплообмен излучением.
2. На основе метода линеаризующей подстановки и интегрального уравнения разработаны две инженерные методики расчета полей температур и термических напряжений при нагреве (охлаждении) тел простой формы конвекцией и излучением.
3. Адекватность полученных решений была проверена на предельном случае отсутствия теплообмена излучением.
4. Приведены формулы расчета осевых термических напряжений.

Литература (References)

[1] Pavlov K.F., Romanov P.G., Noskov A.A. Examples and problems for chemical technological processes and equipment. [Primery i zadachi po kursu processov i apparatov himicheskoi tehnologhii]. – L.: Himia, 1987. – 576 pp. (In Russian)

[2] Troiankin Iu.N. Proectirovania i ekspluatatsia ognetehnicheskih ustanovok: Uchebnoe posobie. [Designing and utilization of setups for heat engineering: manual]. Moscow, Energoatomizdat, 1988. – 256 pp. (In Russian)

[3] Ghorbunov A.D., Gluschenco E.L., Hiisch L.I. K analiticheskomu raschetu summarnogo koeficienta teplootdachi pri ohlajdenii tel na vozduhe [For analytical approach of total heat dissipation at media cooling in the air]. // Metalurghicheskaia teplotehnika: Sbornik nauchnyh trudov Natsionalinoi metalurghicheskoi akademii Ucrainy. V dvuh knigah. – Kniga pervaia. – Dnepropetrovsk: Poroghi, 2005. – s. 118–131. (In Russian)

[4] Vidin Iu.V. Neustanovivscheesea temperaturnoe pole v plite pri sovmestnom deistvii teplovogo izluchenia i konvektsii [Non-established temperature field in plates within the joint action of convection and radiation]// IFJ. – 1967. – t.XII. – Nr.5. – s.669-671. (In Russian)

[5] Furman A. V., Fuks G. I. Analiticheskii raschet nagreva tel odnovremenno izlucheniem i konvectsiei [Analytical calculation for physical agent heating by convection and radiation in simultaneous heating]// Izv.vuzov. Chernaia metalurghia. – 1967. – Nr.6. – s.139 – 141. (In Russian)

[6] Golidfarb E. M. Teplotehnika metalurghicheskih protsessov.[Heat engineering of metallurgical processes] — M.: Metalurghia, 1967. — 439 s. (In Russian)

[7] Gorbunov A.D. K analiticheskomu raschetu termicheshih napreajenii pri kovnektivnom nagreve tel prostoi formy [For analytical thermical stresses calculations of simple shape objects under the convection] // Matematichne modeliuvannea.- Dniprozderrjinsk: DDTU, 2012, Nr.1(26). – s. 39–45. (In Russian)

Сведения об авторах.

Горбунов Александр Дмитриевич, д.т.н., профессор, заведующий кафедрой промышленной теплоэнергетики, Днепродзержинского государственного технического Университета. Область научных интересов: теплоэнергетика, металлургия.
E-mail: gorbunov@tpte.ru

Уклеина Светлана Владимировна, аспирант кафедры промышленной теплоэнергетики, Днепродзержинского государственного технического Университета. Область научных интересов: промышленная теплоэнергетика, нелинейный тепломассобмен.
E-mail: 84sveta28@mail.ru