

нодном потоке по зависимости (3) получено удовлетворительное совпадение (максимальное отклонение не превышает 25 %) с экспериментальными данными [1] (рис. 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанчук В.Ф., Хутская Н.Г. Экспериментальное исследование теплообмена при течении воздушно-водяного потока в трубе // Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук. – 1981. – № 3. – С. 70–73. 2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: 1978. – 736 с. 3. Гомелаури В.И. // Тр. ин-та физики АН ГрузССР. – 1963. – Т. 9. – С. 3–30. 4. Степанчук В.Ф., Хутская Н.Г. Изобарная теплоемкость системы воздух–капли воды // Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук. – 1980. – № 1. – С. 127–130.

УДК 621.78.536.212

В.И.ТИМОШПОЛЬСКИЙ, канд.техн.наук
(БПИ)

ИНЖЕНЕРНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА НАГРЕВА МАССИВНЫХ ТЕЛ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В настоящее время совершенствуются и модернизируются методы расчета массивных тел применительно к условиям теплообмена излучением (процессы нагрева и термообработки).

В предлагаемой работе рассматриваются новые численно-аналитические выражения, которые позволяют с удовлетворительной точностью и быстротой выполнять расчеты для инженерной интерпретации процесса распространения тепла в массивных телах.

Для исходного уравнения теплопроводности

$$-\frac{1}{\xi^m} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi^m (1 + \xi_\lambda \theta) \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right] = (1 + \epsilon_c \theta) \frac{\partial \theta}{\partial F_0} \quad (1)$$

рассмотрим три случая нагрева массивных тел:

- 1) радиационно-конвективный $\lambda = \lambda(T)$; $C = C(T)$;
- 2) лучистый и лучисто-конвективный нагрев полых тел;
- 3) несимметричный нагрев плиты или сферы.

В (1) безразмерные переменные обозначают:

$\xi = x/X$ – координата; $\theta = \frac{T(x, \tau)}{T_c}$; $\epsilon_c = \delta_c / C_v^0 T_c$; $\epsilon_\lambda = \delta_\lambda / \lambda_0 T_c$; m – коэффициент формы ($m = 0$ – плита; $m = 1$ – цилиндр; $m = 2$ – сфера)

$$\lambda(T) = \lambda_0 + \delta_\lambda T; \quad C_v(T) = C_v^0 + \delta_c T.$$

В качестве математического аппарата для реализации рассмотренных задач используется метод эквивалентных источников в сочетании с принятой в теории нагрева схемой термического слоя.

Рассмотрим радиационно-конвективный нагрев.

На границе запишем

$$(1 + \epsilon_\lambda \theta) \partial \theta / \partial \epsilon |_{\xi=1} = \text{Sk} [1 - \theta_\Pi^4 (\text{Fo})] + \text{Bi} [1 - \theta_\Pi (\text{Fo})].$$

Инерционный процесс ($0 \leq \text{Fo} \leq \text{Fo}^0$)

$$\text{Fo} = \frac{1 + \epsilon_c \theta_0}{6(m+1)(1 + \epsilon_\lambda \theta_0)}; \quad \theta_\Pi^0 = \theta_0 + \frac{\text{Sk}(1 - U^4) + \text{Bi}(1 - U)}{2(1 + \epsilon U)}, \quad (2)$$

где $U = \frac{\theta_0(1 + \epsilon_\lambda \theta_0 + \frac{\text{Sk} + \text{Bi}}{2})}{1 + \epsilon_\lambda \theta_0 + \text{Bi}}$; $\theta_0 = T_0/T_c$; $\text{Sk} = \frac{\sigma_B}{\lambda_0} T_c^3 R$ — число Стар-ка; $\text{Bi} = aR/\lambda_0$ — число Био.

Регулярный процесс ($\text{Fo}^0 \leq \text{Fo} < \infty$).

Температура в любой точке сечения тел в начале регулярного процесса определяется как

$$\theta_\xi = \theta_\Pi^0 - k \frac{\text{Sk} [1 - \theta_\Pi^4 (\text{Fo})] + \text{Bi} [1 - \theta_\Pi (\text{Fo})]}{[1 + \epsilon_\lambda \theta_\Pi (\text{Fo})]} (1 - \xi^2), \quad (3)$$

где $k = \frac{1}{2}$.

Для отыскания времени протекания регулярного нагрева по аналогии с [1, 2] придем к следующему дифференциальному уравнению:

$$[\varphi(\theta_{\Pi,i} - 1) + \psi(\theta_{\Pi,i-1})] d\theta = 3(m+1) d\text{Fo}, \quad (4)$$

где

$$\varphi(\theta_{\Pi,i-1}) = \frac{3(1 + \epsilon_c \theta_{\Pi,i-1})}{\text{Sk}(1 - \theta_{\Pi,i-1}^4) + \text{Bi}(1 - \theta_{\Pi,i-1})};$$

$$\psi(\theta_{\Pi,i-1}) = \frac{(4\text{Sk}^3 + \text{Bi})(1 + \epsilon_c \theta_{\Pi,i-1})}{[\text{Sk}(1 - \theta_{\Pi,i-1}^4) + \text{Bi}(1 - \theta_{\Pi,i-1})](1 + \epsilon_\lambda \theta_{\Pi,i-1})}.$$

Проинтегрировав (4) до $[\theta_{\Pi,i-1}; \theta_{\Pi,i}]$; $[\text{Fo}_{i-1}; \text{Fo}_i]$, приходим к расчетным выражениям:

$$(\theta_{\Pi,i} - \theta_{\Pi,i-1}) [\varphi(\theta) + \psi(\theta)] = 3(m+1) (\text{Fo}_i - \text{Fo}_{i-1}),$$

или

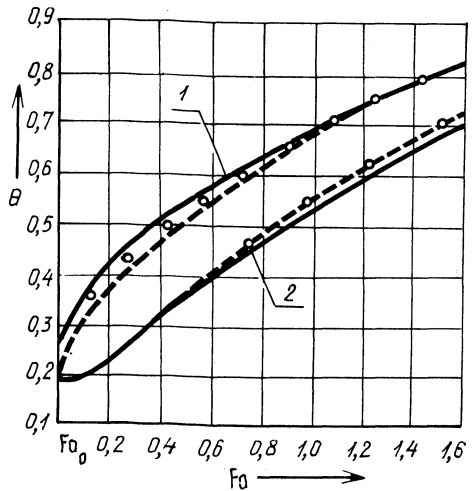
$$\theta_{\Pi i} = \theta_{\Pi i-1} + \frac{3(m+1)(\text{Fo}_i - \text{Fo}_{i-1})(2 + \epsilon_\lambda \theta_{\Pi,i-1} \bar{q})}{3(1 + \epsilon_c \theta_{\Pi,i-1}) + (4\text{Sk}^3 + \text{Bi})(1 + \epsilon_c \theta_{\Pi,i-1})}, \quad (5)$$

где

$$q = \text{Sk}(1 - \theta_{\Pi,i-1}^4) + \text{Bi}(1 - \theta_{\Pi,i-1}).$$

Используя выражения (2), (3), (5), выполним примерный расчет нагрева цилиндра при следующих исходных параметрах: $\text{Sk} = 0,3$; $\text{Bi} = 0,05$; $\epsilon_\lambda =$

Рис. 1. Изменение относительных температур поверхности (1) и центра (2) цилиндра при $Sk = 0,3$; $Bi = 0,05$; $\epsilon_\lambda = -0,49$; $\epsilon_c = 1,33$; $\theta_0 = 0,196$: сплошная линия – метод эквивалентных источников; пунктирная – численный метод; штрих-пунктирная – предлагаемый численно-аналитический метод в соответствии с (2), (3), (5).



$= -0,49$; $\epsilon_c = 1,33$; $\theta_0 = 0,196$ и сопоставим его с численным интегрированием и методом эквивалентных источников [2]. На рис. 1 приведены кривые вычисления для температур поверхности и центральной плоскости сравниваемых методов. Графики убедительно показывают удовлетворительную сходимость результатов вычислений.

В соответствии с разработанным численно-аналитическим алгоритмом (4), (5) получены новые выражения для определения температур и времени нагрева применительно к полым и несимметрично нагреваемым телам.

При лучистом нагреве полых тел (цилиндр, сфера) ($\lambda = \text{const}$; $C_v = \text{const}$).

Формулы для инерционного процесса аналогичны (2) в предположении $\epsilon_\lambda = \epsilon_c = 0$; $Bi = 0$.

$$\text{В регулярном процессе } 3Sk[1 + m(1 + \frac{k \ln k}{1-k})]dFo = (1-k)(3 + 4\theta_{\Pi}^3 Sk) \frac{d\theta}{1-\theta_{\Pi}^4}.$$

После ряда упрощений, связанных с приведением членов, имеем

$$\int_{Fo_{i-1}}^{Fo_i} dFo = w \int_{\theta_{\Pi,i-1}}^{\theta_{\Pi,i}} \frac{3 + 4\theta_{\Pi}^3 Sk}{1 - \theta_{\Pi}^4} d\theta$$

Расчетные температуры находятся из следующих соотношений:

$$\left. \begin{aligned} \theta_{\Pi,i}^1 &= \theta_{\Pi,i-1} + \frac{(Fo_i - Fo_{i-1})[1 - (\theta_{\Pi,i-1}^1)^4]}{w[3 + 4(\theta_{\Pi,i-1}^1)^3 Sk]} ; \\ \theta_{\Pi,i}^2 &= \theta_{\Pi,i}^1 - \frac{Sk}{2}(1 - \theta_{\Pi,i-1}^1) , \end{aligned} \right\}$$

где $w = \frac{1-k}{3Sk[1+n(1+\frac{k \ln k}{1-k})]}$; $k = R_{\text{вн}}/R_{\text{н}}$ ($n = 1,2$ – соответственно, для цилиндра и шара).

При лучисто-конвективном нагреве ($\epsilon_\lambda = \epsilon_c = 0$).

$$\left. \begin{aligned} \theta_{\text{п},i}^{\text{H}} &= \theta_{\text{п},i-1}^{\text{H}} + \frac{(\text{Fo}_i - \text{Fo}_{i-1}) \bar{q}}{w(3 + 4\theta_{\text{п},i-1}^3 \text{Sk} + \text{Bi})} \\ \theta_{\text{п},i}^{\text{BH}} &= \theta_{\text{п},i}^{\text{H}} - \frac{\text{Sk}}{2} \chi(\theta_{\text{п},i}^{\text{H}}; \eta)(1 - \theta_{\text{п},i-1}^3) \end{aligned} \right\},$$

где "н" и "вн" – наружная и внутренняя поверхности, а χ взята по аналогии с работой [3].

Несомненный интерес представляют процессы, соответствующие несимметричному нагреву массивных изделий. Получение приближенных формул для подобных задач с нелинейными граничными условиями связано с известными математическими трудностями. Такие формулы выведены на основе использования предложенного численно-аналитического принципа.

Рассмотрим двусторонний нагрев плиты, полых цилиндра и сферы излучением и конвекцией. Предполагаем два независимых процесса.

Инерционный период ($0 \leq \text{Fo} \leq \text{Fo}^0$)

$$\text{Fo}^0 = 1/[6(m+1)]; \quad (6)$$

$$\theta_{\text{по}}^{\text{B}} = \theta_{\text{о}}^{\text{B}} + \frac{\text{Sk}_{\text{B}}(1 - U_{\text{B}}^4) + \text{Bi}_{\text{B}}(1 - U_{\text{B}})}{2 + \text{Bi}_{\text{B}}}; \quad (7)$$

$$\theta_{\text{по}}^{\text{H}} = \theta_{\text{о}}^{\text{H}} + \frac{\text{Sk}(1 - U_{\text{H}}^4) + \text{Bi}(1 - U_{\text{H}})}{2 + \text{Bi}_{\text{H}}}. \quad (8)$$

Регулярный период ($\text{Fo}^0 \leq \text{Fo} < \infty$)

$$\theta_{\text{п},i}^{\text{B}} = \theta_{\text{п},i-1}^{\text{B}} + \frac{3(m+1)(\text{Fo}_i - \text{Fo}_{i-1})}{\mu_{\text{B}}^{\text{B}} \psi_{\text{B}}(\theta_{\text{п},i-1}^{\text{B}}) + (\mu_{\text{B}}^{\text{B}})^2 \psi_{\text{B}}(\theta_{\text{п},i-1}^{\text{B}})}; \quad (9)$$

$$\theta_{\text{п},i}^{\text{H}} = \theta_{\text{п},i-1}^{\text{H}} + \frac{3(m+1)(\text{Fo}_i - \text{Fo}_{i-1})}{\mu_{\text{H}}^{\text{H}} \psi_{\text{H}}(\theta_{\text{п},i-1}^{\text{H}}) + (\mu_{\text{H}}^{\text{H}})^2 \psi_{\text{H}}(\theta_{\text{п},i-1}^{\text{H}})}; \quad (10)$$

где

$$\mu^{\text{B}} = \frac{k(\theta_{\text{п},i}^{\text{H}} + \bar{q}_2) - \theta_{\text{п},i}^{\text{B}}}{q_1 + k\bar{q}_2}; \quad (11)$$

$$k = T^{\text{H}}/T^{\text{B}} \leq 1; \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{\text{B}} &= \text{Sk}_{\text{B}}[1 - (\theta_{\text{п},i}^{\text{B}})^4] + \text{Bi}_{\text{B}}(1 - \theta_{\text{п},i}^{\text{B}}); \\ \bar{q}_{\text{H}} &= \text{Sk}_{\text{H}}[1 - (\theta_{\text{п},i}^{\text{H}})^4] + \text{Bi}_{\text{H}}(1 - \theta_{\text{п},i}^{\text{H}}). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Индексы "в" и "н" предполагают соответственно верхний и нижний нагрев массивных тел. По формулам (6)–(13) выполнен расчет нагрева плиты при

Несимметричный нагрев плиты излучением и конвекцией при $Sk_B = 0,5$; $Sk_H = 0,3$;
 $Bi_B = 0,5$; $Bi_H = 0,3$; $k = 0,8433$

Fo_i	θ_{II}^B	θ_{II}^H	q_B^i	q_H^i	μ_i^B	μ_i^H	φ_i^B	ψ_i^B	φ_i^H	ψ_i^H	θ_{II}^B	θ_{II}^H
0,17	0,52	0,4156	0,7035	0,4664	1,0263	0,9737	4,2644	1,1104	6,4322	0,828	0,159	0,1885
0,2	0,5362	0,4284	0,6906	0,4614	1,0448	0,9552	4,344	1,1706	6,502	0,8546	0,1754	0,2080
0,4	0,6316	0,5154	0,6047	0,4242	1,1526	0,8474	4,9611	1,6603	7,0721	1,0945	0,2831	0,3357
0,6	0,7026	0,6033	0,5269	0,3793	1,2134	0,7866	5,6937	2,2653	7,9093	1,4857	0,3829	0,4541
0,8	0,758	0,6851	0,456	0,3284	1,2475	0,7525	6,5789	3,0066	9,1352	2,0887	0,4736	0,5615
1,0	0,8022	0,7567	0,3919	0,2747	1,2692	0,7308	7,6550	3,9102	10,921	2,9849	0,5535	0,6563
1,2	0,8386	0,8203	0,3334	0,2181	1,2788	0,7212	8,9982	5,0378	13,7552	4,4127	0,6254	0,7417
1,4	0,8674	0,8670	0,2833	0,1704	1,3112	0,6888	10,590	6,372	17,6056	6,35	0,6817	0,8083
1,6	0,8903	0,9045	0,2408	0,1279	1,3504	0,6496	12,459	7,9377	23,4558	9,2885	0,7277	0,863
1,8	0,9084	0,9340	0,2053	0,0915	1,4014	0,5986	14,613	9,7379	32,7869	13,965	0,7645	0,0966
2,0	0,9227	0,9569	0,1762	0,0614	1,4697	0,5303	17,026	11,755	48,8599	22,010	0,7932	0,9406
2,2	0,9340	0,9749	0,1525	0,0365	1,5565	0,4435	19,672	13,965	82,1918	38,683	0,8153	0,9668
2,4	0,9428	0,9876	0,1336	0,0183	1,6826	0,3174	22,455	16,287	163,934	79,561	0,8304	0,9847
2,6	0,95	0,9976	0,1178	0,0036	1,8493	0,1507	25,467	18,800	833,333	414,27	0,8411	0,9973

следующих исходных данных: $Sk_B = 0,5$; $Sk_H = 0,3$; $Bi_B = 0,5$; $Bi_H = 0,3$; $k = 0,8433$.

Результаты вычислений протабулированы (табл. 1). Расчетный интервал во времени ΔF_0 принят 0,1.

В заключение можно отметить следующее.

Выведены новые расчетные выражения для вычисления нагрева массивных тел излучением и конвекцией в инерционном и регулярном периодах. Учтена возможность переменности теплофизических свойств материала от температуры. Полученные выражения для регулярного процесса нагрева отличаются от известных ранее простотой и возможностью любого временного разбиения для выполнения расчетов.

Новые формулы для выполнения расчетов полых и несимметрично нагреваемых тел могут найти применение при разработке радиационных теплообменников, рабочих камер нагревательных устройств, при уточнениях параметров тепловых процессов, а также при проектировании агрегатов, например, в трубопрокатной промышленности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдфарб Э.М. Теплотехника металлургических процессов. — М., 1967. — 540 с.
2. Постольник Ю.С., Тимошпольский В.И. Радиационно-конвективный нагрев неограниченного цилиндра с функционально-зависящими теплофизическими характеристиками // Изв. вузов. Энергетика. — 1980. — № 3. — С. 121–124.
3. Кавадеров А.В., Самойлович Ю.А. Закономерности нагрева пластины и цилиндра одновременно излучением и конвекцией // Нагрев металла и работа нагревательных печей: Сб. науч. тр. — Свердловск, 1960. — С. 44–58.

УДК 621.311.22.002.5:621.186.6:65.011.56

В.К.СУДИЛОВСКИЙ, канд.техн.наук,
Ю.В.МУЛЕВ, А.В.ЩЕРБИЧ, В.Г.БИЛУХА (БПИ)

СИСТЕМЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ УЗЛА ВСТРОЕННОГО СЕПАРАТОРА

Прирост энергетических мощностей в Европейской части СССР планируется и осуществляется в основном на атомных электрических станциях (АЭС) [1], работа которых рассчитана на базовый режим. Одновременно с ростом базовых мощностей увеличивается неравномерность электрических нагрузок потребителей.

Имеющиеся и прогнозируемые данные о суточной и недельной неравномерности нагрузки в период зимнего максимума на европейской территории СССР (исключая Урал) можно проиллюстрировать:

	1980 г.	1990 г.
Минимум рабочего дня	0,685	0,665
Максимум воскресного дня	0,825	0,805
Минимум воскресного дня	0,650	0,615

Из приведенных данных видно, что при прохождении минимумов электрических нагрузок снижение до технически минимального уровня мощности