УДК 621.24:536.02

В.И.ТИМОШПОЛЬСКИЙ, канд.техн.наук,
И.А.ТРУСОВА, Д.Г.СЕДЯКО, В.А.ТЕМКИН (БПИ)

# АНАЛИЗ И ОБОБЩЕНИЕ НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ НАГРЕВА МАССИВНЫХ ТЕЛ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Настоящая работа является продолжением дискуссии о целесообразности использования приближенных аналитических методов в расчетах нагрева металла. В работе [1] выделены вопросы использования в инженерной практике методов Г.П.Бойкова, И.Д.Семикина, В.Н.Соколова и некоторых других. Рассмотрен диапазон, в котором, по мнению авторов [1], достигается надежность и достоверность отмеченных публикаций и конкурентоспособность при сопоставлении с расчетами, выполненными на ЭЦВМ. Известны и другие публикации [2, 3], которые, однако, не избавили расчетчиков от известных трудностей. В частности, второе приближение Ю.С.Постольника [2] в зоне больших критериев Старка (Sk > 2) становится невозможным для практического применения.

Поэтому методы решения нелинейных краевых задач теории нагрева необходимо совершенствовать и модернизировать.

В качестве примера рассмотрим нагрев излучением пластины $(m = 0)$, цилиндра $(m = 1)$, шара $(m = 2)$. При этом $\lambda = \lambda(T)$; $C = C(T)$.

Температурное поле моделируется в виде следующей системы дифференциальных уравнений:

$$(1 + \epsilon_c \frac{\partial\theta}{\partial\tau} = \frac{1}{\xi m} \frac{\partial}{\partial\xi} [\xi^m (1 + \epsilon_\lambda\theta) \frac{\partial\theta}{\partial\xi}];$$

$$(1 + \epsilon_\lambda\theta) \frac{\partial\theta}{\partial\xi} \Big|_{\xi=0} = 0; \quad (1 + \epsilon_\lambda\theta) \frac{\partial\theta}{\partial\xi} \Big| = \text{Sk}\ (1 - \theta_\text{п}^4);$$

$$\tau = \text{Fo} = 0; \quad \theta(\xi;\ 0) = \theta_\text{o} = \text{const},$$

где $\tau = \text{Fo} = a_\text{o} t/R^2$ – число Фурье; $\text{Sk} = \sigma_\text{в}/\lambda T_\text{c}^3 R$ – число Старка; $\text{Bi} = aR/\lambda$ – число Био; $\theta_\text{o} = T_0/T_\text{c}$; $\theta(\xi;\ T) = T(x;\ t)/T_\text{c}$ – значения безразмерных температур; $\xi = x/X$ – относительная координата.

Теплофизические свойства стали аппроксимированы следующими линейными зависимостями:

$$\epsilon_\lambda = \pm\delta_\lambda/\lambda(T_\text{c} - T_\text{o}); \quad \epsilon_\text{c} = \pm\delta_\text{c}/C_\nu\ (T_\text{c} - T_\text{o}).$$

Для реализации исходной краевой задачи использован метод эквивалентных источников [2] с применением схемы теплового пограничного слоя [4]. Необходимо отметить, что в настоящем исследовании рассматриваются новые аналитические решения для нагрева массивных тел, сочетающие простоту арифметических процедур и предполагающие применение ЭЦВМ.

Рассмотрим решение для инерционного и регулярного этапов распространения тепла.

Инерционный этап $(0 \leqslant \tau \leqslant \tau_0;\ 0 \leqslant \xi \leqslant \beta(\tau))$.

$$\left.\begin{aligned} \tau_0 &= \mathrm{Fo}_0 = \frac{1}{6(m+1)} \cdot \frac{1+\epsilon_c\theta_0}{1+\epsilon_\lambda\theta_0}, \quad \mathrm{Sk} \geqslant 1 \\ \tau_0 &= \mathrm{Fo}_0 = \frac{\mathrm{Sk}^2}{6(m+1)} \cdot \frac{1+\epsilon_c\theta_0}{1+\epsilon_\lambda\theta_0}, \quad 0<\mathrm{Sk}<1 \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

$$\theta_\text{п}^\text{о} = \theta_0 + \frac{\mathrm{Sk}(1-U_0^4)}{2(1+\epsilon_\lambda U_0)}, \tag{2}$$

где

$$U_0 = \frac{\theta_0(1+\epsilon_\lambda\theta_0) + \dfrac{\mathrm{Sk}}{2}}{1+\epsilon_\lambda\theta_0}.$$

Регулярный этап нагрева $(\tau_0 \leqslant \tau < \infty;\ \beta(\tau) < \xi < 1)$.

Температура в любой точке сечения тела в момент начала регулярного этапа

$$\theta_\xi^\text{о} = \theta_\text{п}^\text{о} - k\frac{\mathrm{Sk}(1-\theta_\text{п}^4)}{(1+\epsilon_\lambda\theta)}(1-\xi^2), \quad k = 1/2. \tag{3}$$

Температура поверхности

$$\theta_{\text{п},i} = \theta_{\text{п},i-1} + \frac{3(m+1)(\mathrm{Fo}_i - \mathrm{Fo}_{i-1})\,\mathrm{Sk}(1-\theta^4_{\text{п},i-1})(1+\epsilon_\lambda\theta_{\text{п},i-1})}{(1+\epsilon_c\theta_{\text{п},i-1})[3(1+\epsilon_\lambda\theta_{\text{п},i-1}) + 4\mathrm{Sk}\theta^3_{\text{п},i-1}]}. \tag{4}$$

Возможность применения выражений (1)–(4) в тепловых расчетах проиллюстрируем следующим допущением.

Полагаем $\epsilon_\lambda = \epsilon_c = 0$. Приходим к расчетным выражениям. Инерционный этап

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{Fo}_0 &= \mathrm{Sk}^2/[6(m+1)], \quad \mathrm{Sk}<1; \\ \mathrm{Fo}_0 &= 1/[6(m+1)], \quad \mathrm{Sk} \geqslant 1; \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$$\theta_\text{п}^\text{о} = \theta_0 + \frac{\mathrm{Sk}(1-U_0^4)}{2}, \tag{6}$$

где $U_0 = \theta_0 + \mathrm{Sk}/2$.

Регулярный этап

$$\left.\begin{aligned} \theta_{\text{п},i} &- \theta_{\text{п},i-1} + \frac{\mathrm{Sk}(1-\theta^4_{\text{п},i-1})\,3(m+1)(\mathrm{Fo}_i - \mathrm{Fo}_{i-1})}{3+4\mathrm{Sk}\theta^3_{\text{п},i-1}}; \\ \theta_\xi^\text{о} &= \theta_{\text{п},i} - k[\mathrm{Sk}(1-\theta^4_{\text{п},i-1})](1-\xi^2). \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

В качестве примерного расчета рассмотрим нагрев неограниченного цилиндра со следующими исходными данными: $\theta_0 = 0{,}15$; $Sk = 0{,}25$; $\Delta Fo = 0{,}1$; $\xi = 0$; 1,0. Сопоставим вычисленные по (5)–(7) значения с результатами численного интегрирования опорной задачи на ЭЦВМ, полученными Ю.А.Самойловичем [1] (табл. 1). Здесь очевидно вполне удовлетворительное согласование табличных значений. Своего максимального расхождения приведенные результаты достигают в интервале времени $1{,}1 \leqslant Fo \leqslant 1{,}6$, не превышая фактически максимального расхождения 3 - 3,5 %.

В работе [1] отмечается, что аналитическое решение может вполне конкурировать с численным, если расхождение между расчетными показателями не превышает 3–4 %. Таким образом, приведенный в (1)–(4) численно-аналитический алгоритм, отличаясь простотой итоговых формул и удовлетворительным согласованием с численным интегрированием, может быть рекомендован для инженерных теплотехнических расчетов массивных тел, нагреваемых и охлаждаемых в металлургических печах.

В заключение можно сделать ряд выводов.

Дискуссия о создании рационального метода расчета внутреннего теплопоглощения в массивных телах при радиационном нагреве (охлаждении), начатая в [1] и развитая другими исследователями, не может считаться исчерпанной.

Получены новые, удобные для выполнения оперативных расчетов формулы для нагрева массивных тел излучением с учетом линейной аппроксимации теплофизических свойств материала.

Таблица 1

**Значения относительной температуры в точках сечения $\xi = 0$; 1,0 неограниченного цилиндра при $Sk = 0{,}25$; $\theta_0 = 0{,}15$**

| Fo | Температура центра ($\xi = 0$) | | Абсолютная погрешность ($\Delta\theta \cdot 100$ %) | Температура поверхности ($\xi = 1$) | | Абсолютная погрешность ($\Delta\theta \cdot 100$ %) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | (5)–(7) | [1] | | (5)–(7) | [1] | |
| 0,2 | 0,1937 | 0,1922 | 0,15 | 0,3175 | 0,3114 | 0,60 |
| 0,3 | 0,2394 | 0,2390 | 0,04 | 0,3622 | 0,3621 | 0,01 |
| 0,4 | 0,2845 | 0,2881 | 0,36 | 0,4061 | 0,4111 | 0,50 |
| 0,5 | 0,3290 | 0,3373 | 0,83 | 0,4489 | 0,4588 | 0,99 |
| 0,6 | 0,3729 | 0,3860 | 1,31 | 0,4907 | 0,5053 | 1,46 |
| 0,7 | 0,4161 | 0,4338 | 1,77 | 0,5311 | 0,5502 | 1,91 |
| 0,8 | 0,4585 | 0,4806 | 2,20 | 0,5702 | 0,5932 | 2,30 |
| 0,9 | 0,4999 | 0,5258 | 2,59 | 0,6078 | 0,6341 | 2,63 |
| 1,0 | 0,5402 | 0,5693 | 2,91 | 0,6437 | 0,6726 | 2,78 |
| 1,1 | 0,5792 | 0,6109 | 3,17 | 0,6778 | 0,7086 | 2,89 |
| 1,2 | 0,6167 | 0,6503 | 3,36 | 0,7100 | 0,7418 | 3,18 |
| 1,3 | 0,6527 | 0,6827 | 3,45 | 0,7401 | 0,7723 | 3,22 |
| 1,4 | 0,6867 | 0,7216 | 3,49 | 0,7682 | 0,8000 | 3,18 |
| 1,5 | 0,7189 | 0,7533 | 3,24 | 0,7942 | 0,8249 | 3,07 |
| 1,6 | 0,7489 | 0,7823 | 3,34 | 0,8180 | 0,8473 | 2,93 |
| 1,7 | 0,7768 | 0,8086 | 3,18 | 0,8397 | 0,8672 | 2,75 |
| 1,8 | 0,8025 | 0,8324 | 2,99 | 0,8593 | 0,8847 | 2,54 |
| 1,9 | 0,8259 | 0,8536 | 2,77 | 0,8770 | 0,9002 | 2,32 |
| 2,0 | 0,8472 | 0,8726 | 2,54 | 0,8928 | 0,9138 | 2,10 |

Сопоставление расчетов, выполненных при $\epsilon_\lambda = \epsilon_c = 0$, с численным решением исходной задачи на ЭЦВМ показало надежность разработанного алгоритма: максимальное расхождение результатов не превышает 3–3,5 %.

Вследствие расчленения процесса нагрева на два этапа необходимы дальнейшие исследования температур во времени в инерционном этапе (как правило $0 \leqslant \mathrm{Fo} \leqslant 0{,}2$) с целью установления максимальных температурных градиентов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. К а в а д е р о в А.В., С а м о й л о в и ч Ю.А. О расчетах нагрева массивных тел излучением // Горение, теплообмен и процессы нагрева металла: Сб. науч. тр. Свердловск, 1963. – № 10. – С. 14–50. 2. П о с т о л ь н и к Ю.С. К вопросу о функции распределения температуры по сечению тел, нагреваемых излучением // Изв. вузов. Черная металлургия.–1968. – № 6. – С. 160–164. 3. С а л о м а т о в В.В. Методы расчета нелинейных процессов теплового переноса. – Томск, 1976. – 245 с. 4. Л ы к о в А.В. Методы решения нелинейных уравнений нестационарной теплопроводности//Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1970. – № 5. – С. 109–150.

*УДК 66.096.5*

**А.П.НЕСЕНЧУК, канд.техн.наук**
**(БПИ)**

# ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ АДСОРБЦИОННОЙ СИСТЕМЫ С ТЕРМОПСЕВДООЖИЖЕННЫМ СЛОЕМ СОРБЕНТА

Адсорбционные процессы нашли широкое применение в современных технологиях различных производств. На машиностроительных заводах такие процессы используются при получении технологических атмосфер и диоксида углерода в результате разделения компонентов продуктов сгорания органического топлива. Существующие способы такого разделения, основанные на использовании традиционного жидкого сорбента, достаточно энергоемки из-за несовершенства стадии регенерации ряда свойств сорбента (табл. 1).

Даже поверхностный анализ указывает на значительные возможности совершенствования этих технологий и снижения энергозатрат отдельных процессов.

Т а б л и ц а 1

**Сравнительная характеристика сорбентов, используемых в промышленности**

| Свойства сорбента | Абсорбент МЭА | Адсорбент СаА |
|---|---|---|
| Сорбционная способность, кг/кг | 0,05 | 0,25 |
| Теплота сорбции, кДж/кг | 2300 | 1000 |
| Теплоемкость, кДж/кгК | 3,8 | 0,9 |
| Температура десорбции, К | 390–403 | 473–573 |