

УДК 536.2: 539.3

## РАСЧЕТЫ ПЛАВЛЕНИЯ СТАЛЬНЫХ ПЛОСКИХ БРИКЕТОВ В ЖИДКОЙ ВАННЕ СТАЛЕПЛАВИЛЬНОГО АГРЕГАТА. СООБЩЕНИЕ 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

**Постольник Ю.С.**, д.т.н., профессор

**Тимошпольский В.И.**<sup>1</sup>, д.т.н., профессор, директор по науке и новой технике (tree-89@mail.ru)

<sup>1</sup> ЗАО ПИИ СИТ «Нефтегазстройизоляция»  
(04136, Украина, Киев, ул. Маршала Гречко, 14)

**Аннотация.** Сформулирована математическая модель нагрева и плавления термомассивной плиты (плоского стального брикета) с переменными теплофизическими характеристиками при краевых условиях III рода. Задание граничных условий III рода позволяет анализировать влияние коэффициента внешнего теплообмена на процесс расплавления брикета. Решение задачи реализовано методом эквивалентных источников для схемы термического слоя. Получены расчетные выражения для определения времени прогрева пластины (инерционный этап), нагрева (упорядоченный этап) и на стадии плавления. Выполнено сравнение полученного решения при использовании метода эквивалентных источников и численной реализации поставленной задачи нагрева и плавления пластины, которое показало удовлетворительную сходимость. Доказана возможность использования полученных математических соотношений в теплотехнических расчетах при плавлении кусковых материалов в сталеплавильных технологиях (например, при использовании брикетов в процессе выплавки стали в дуговой электропечи).

**Ключевые слова:** нагрев и плавление кусковых материалов, брикет, метод эквивалентных источников, выплавка в дуговой сталеплавильной печи.

DOI: 10.15825/0368-0797-2015-6-455-459

Вопросы плавления технологических материалов в жидких стальных расплавах всегда привлекали внимание специалистов металлургов-теплофизиков и металлургов-технологов. Этому исключительно важному направлению в металлургических технологиях уделено значительное внимание многих научных школ. По мнению авторов, наибольший вклад с точки зрения основ теории этого направления внесли видные представители российской (московской и уральской) и украинской (днепропетровской) научных теплотехнических школ [1 – 7].

Если проследить эволюцию развития аналитических методов при расчетах динамики плавления различных материалов, становится очевидным, что аналитическая теория плавления вполне конкурентна с численными методами и прежде всего с точки зрения физического и математического осмысления исследуемого процесса.

При детальном изучении плавления различных материалов в жидкой стали первостепенной инженерной задачей является определение следующих показателей: как и с какой скоростью меняются размеры плавящегося материала и какова будет фактическая температура тела в момент завершения расплавления.

В связи с этим, по аналогии с работой [8], в качестве математического аппарата выбран классический в

современной металлургической теплофизике метод эквивалентных источников (МЭИ) Ю.С. Постольника, который зарекомендовал себя как высокоэффективный математический аппарат при решении различных, в том числе существенно нелинейных задач металлургической теплотехники и теплофизики [8 – 10].

Настоящая работа посвящена изучению важного вопроса в сталеплавильных технологиях – применению стальных брикетов в процессе плавления в связи с тем обстоятельством, что использование стружки в ходе плавки в дуговой сталеплавильной печи (ДСП) является неэффективной операцией. Следует отметить, что еще в середине 80-х годов прошлого века в связи с широкомасштабным внедрением ДСП различной электрической и тепловой мощности техническим управлением Минчермета СССР была разработана типовая технологическая инструкция, где исключалась возможность применения металлической стружки в сталеплавильных технологиях более 10 % в завалку в связи со значительными потерями шихтовочной стружки (на уровне от 40 до 50 %) в ходе всего технологического процесса.

В связи с этим, при использовании технологии высшего технического уровня в ДСП широко стали внедряться различные способы брикетирования отходов черных металлов: производство холодных и «горячих» (с подогревом) брикетов.

Безусловно, применение брикета с плотностью на уровне 5000 – 6000 кг/м<sup>3</sup> в жидкой ванне является перспективным направлением. В связи с этим теоретическое исследование плавления этого плоского брикета представляется весьма важной задачей как с точки зрения изучения динамики плавления, так и с точки зрения практического применения брикета соответствующего марочного состава в сталеплавильных теплотехнологиях.

В соответствии с принятой ранее методологией [8, 9] сформулируем математическую модель плавления брикета для переплава в жидкой ванне сталеплавильного агрегата.

Рассмотрим дважды нелинейную задачу теплопроводности при плавлении брикета в общем виде

$$\frac{1}{\rho^r} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho^r (1 + \varepsilon_\lambda \theta_j) \frac{\partial \theta_j}{\partial \rho} \right] = (1 + \varepsilon_c \theta_j) \frac{\partial \theta_j}{\partial \tau}, \quad (1)$$

где  $\rho$  – безразмерная текущая координата;  $\varepsilon_\lambda$ ,  $\varepsilon_c$  – безразмерные величины, характеризующие переменность теплопроводности и теплоемкости от температуры (в линейной зависимости);  $\theta$ ,  $\tau$  – безразмерные температура и время с крайними условиями на стадии предварительного нагрева ( $j = 1, 2$ ) ( $0 \leq \tau \leq \tau_2$ ,  $0 \leq \rho \leq 1$ ):

$$(1 + \varepsilon_\lambda \theta_2) \frac{\partial \theta_2}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = Ki(\tau), \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = 0, \quad \theta_2(\rho, 0) = 0 \quad (2)$$

и на стадии плавления ( $j = 3$ ) ( $\tau_2 \leq \tau \leq \tau_3 = \tau_\phi$ ,  $0 \leq \rho \leq \beta_3(\tau) \leq 1$ ):

$$\begin{aligned} (1 + \varepsilon_\lambda \theta_2) \frac{\partial \theta_3}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\beta_3(\tau)} &= Ki(\tau) + Ko\beta_3(\tau), \\ \frac{\partial \theta_3}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} &= 0, \quad \theta_3(\rho, \tau) \Big|_{\rho=\beta_3(\tau)} = 1, \\ \theta(\rho, \tau) &= \frac{T(\rho, \tau) - T_0}{T_\phi - T_0}; \quad Ki(\tau) = \frac{q_n(\tau)R}{\lambda_0(T_\phi - T_0)}; \\ Ko &= \frac{q_\phi}{c_0(T_\phi - T_0)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\beta_3$  – положение фронта кристаллизации;  $Ki$  – критерий Кирпичева;  $Ko$  – критерий Косовича;  $q_n$  – значение теплового потока на поверхности;  $q_\phi$  – скрытая теплота плавления;  $T_0$  – начальная температура;  $T_\phi$  – температура плавления.

При этом полагаем:

- загрузка брикета осуществляется с холодного состояния, т. е. принимаем нагрев куска материала с холодного состояния до достижения температуры плавления на его поверхности и догрев при мгновенном удалении расплава с поверхности тела;
- принимается линейная зависимость теплофизических характеристик (ТФХ) теплообрабатываемого кускового материала от температуры;

- в качестве расчетной схемы используется теплофизическая модель термического слоя [8 – 10], предложенная в 30-е годы прошлого века профессором И.Д. Семикиным, где выделены инерционный ( $j = 1$ ) ( $0 \leq \tau \leq \tau_0$ ,  $\beta_1(\tau) \leq \rho \leq 1$ ), здесь  $\beta_1$  – толщина нерасплавившейся пластины в конце инерционного этапа, и упорядоченный (регулярный) ( $j = 2$ ) ( $\tau_0 \leq \tau \leq \tau_2 = \tau_\phi$ ,  $0 \leq \rho \leq 1$ ) этапы (периоды) нагрева (см. рисунок);
- расплав непрерывно удаляется с поверхности тела, растворяясь в общей массе жидкого металла.

Для инерционного периода нагрева имеем:

$$\theta_1(\rho, \tau) = \frac{1}{\varepsilon_\lambda} \left\{ \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_\lambda Ki(\tau)}{1 - \beta_1(\tau)}} [\rho - \beta_1(\tau)]^2 - 1 \right\}, \quad (4)$$

продолжительность  $\tau_0$  инерционного этапа предварительного прогрева определяется из уравнения

$$\int_0^{\tau_0} Ki(\tau) d\tau = \frac{Ki(\tau_0)}{6(1+m)} [\rho - 0,15(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_c)Ki(\tau_0)], \quad (5)$$

где  $m$  – коэффициент формы ( $m = 0, 1, 2$  для пластины, цилиндра, сферы соответственно).

На упорядоченном этапе нагрева в первом приближении МЭИ получено следующее решение:

$$\theta_2(\rho, \tau) = \frac{1}{\varepsilon_\lambda} \left\{ \sqrt{[1 + \varepsilon_\lambda \theta_{2n}(\tau)]^2 - \varepsilon_\lambda Ki(\tau)(1 - \rho^2)} - 1 \right\}. \quad (6)$$

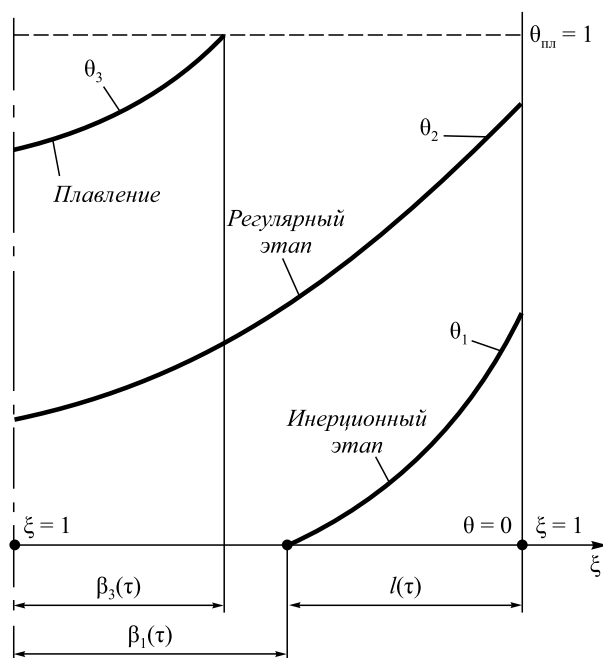


Схема термического слоя для процесса нагрева и плавления брикета ( $\xi$  – dimensionless coordinate)

Scheme of thermal layer for the process of heating and melting of briquette ( $\xi$  – безразмерная координата)

Время  $\tau_2 = \tau_\phi^0$  нагрева поверхности тела до температуры плавления  $T_\phi$  находим по выражению

$$(1+m) \int_0^{\tau_\phi^0} Ki(\tau) d\tau = \frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_c} \left[ \frac{(1+\varepsilon_\lambda)^2 - 1 + 2(1+\varepsilon_\lambda) \left(1 - \frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_c}\right)}{2\varepsilon_\lambda} - \frac{Ki(\tau_\phi^0)}{3} \right] + \left(1 - \frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_c}\right) \frac{Ki(\tau_\phi^0)}{6}. \quad (7)$$

В момент  $\tau = \tau_2 = \tau_\phi^0$  относительная избыточная температура  $\theta_{2n}(\tau_\phi^0) = \theta_2(0, \tau_\phi^0)$  центра сечения тела определяется по формуле

$$\theta_{2n}^0 = \theta_{2n}(\tau_\phi^0) = \frac{1}{\varepsilon_\lambda} \left[ \sqrt{(1+\varepsilon_\lambda)^2 - \varepsilon_\lambda Ki(\tau_\phi^0)} - 1 \right]. \quad (8)$$

Следует подчеркнуть, что полученные выше решения имеют силу при выполнении условия

$$0 \leq \tau_0 \leq \tau_\phi^0 < \tau_\phi, \quad (9)$$

где  $\tau_\phi$  – время полного плавления тела.

На этапе плавления ( $\tau_\phi^0 < \tau \leq \tau_\phi$ ) получаем

$$\theta_3(\rho, \tau) = \frac{1}{\varepsilon_\lambda} \times \left\{ \sqrt{(1+\varepsilon_\lambda)^2 - \frac{\varepsilon_\lambda}{\beta_3(\lambda)} [Ki(\tau) + Ko\dot{\beta}_3(\tau)] [\beta_3^2(\tau) - \rho^2]} - 1 \right\}, \quad (10)$$

где положение фронта кристаллизации и его скорость определяются соотношениями

$$\beta_3(\Delta\tau) \left[ 1 + \frac{1+\varepsilon_c}{1+\varepsilon_\lambda} \frac{Ki(\Delta\tau) + Ko\dot{\beta}_3^0}{3(1+m)Ko} \beta_3^0(\Delta\tau) \right] = 1 + \frac{1+\varepsilon_c}{1+\varepsilon_\lambda} \frac{Ki(\tau_\phi^0) + Ko\dot{\beta}_3^0}{3(1+m)Ko} - \frac{1}{Ko} \int_0^{\Delta\tau} Ki(\tau) d\tau. \quad (11)$$

Этим выражением и определяется закон продвижения фронта плавления.

Дифференцируя по времени  $\tau$  равенство (11), находим скорость продвижения фронта плавления

$$\dot{\beta}_3(\Delta\tau) = - \left[ 3(1+m)Ki(\Delta\tau) + \frac{1+\varepsilon_c}{1+\varepsilon_\lambda} Ki(\Delta\tau)\beta_3^{n+1}(\Delta\tau) \right] / \left[ 3(1+m)Ko + \frac{1+\varepsilon_c}{1+\varepsilon_\lambda} (n+1) [Ki(\Delta\tau) + Ko\dot{\beta}_3^0] \beta_3^n(\Delta\tau) \right]. \quad (12)$$

При расчетах продолжительности  $\Delta\tau_\phi$  плавления величина погрешности прежде всего зависит от того, насколько близко определены исходные теплофизические параметры процесса. В связи с этим полученное в работе [10] и приведенное выше общее решение позволяет установить меру влияния на исследуемый процесс зависимости ТФХ материала от температуры, а поверхностного теплового потока – от времени.

Следует отметить, что следуя данным работы [10] и полагая для конкретного случая  $q_n = \text{const}$ , имеем

$$Ki(\tau) = Ki = \frac{q_n R}{\lambda(T_\phi - T_0)},$$

где граничное условие II рода переходит в граничное условие III рода для пластины

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ (1+\varepsilon_\lambda \theta_j) \frac{\partial \theta_j}{\partial \xi} \right] = (1+\varepsilon_c \theta_j) \frac{\partial \theta_j}{\partial \tau}; \quad (13)$$

– инерционный этап ( $j = 1, 0 \leq \tau \leq \tau_0; \beta_1(\tau) \leq \xi \leq 1; \theta_1(\xi, 0) = \theta_0 = 0$ )

$$\left. \begin{aligned} (1+\varepsilon_\lambda \theta_{1n}) \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} &= Bi[\theta_c - \theta_{1n}(\tau)] \\ \theta_1(\xi, \tau) \Big|_{\xi=\beta_1(\tau)} &= 0; \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\beta_1(\tau)} = 0 \end{aligned} \right\}; \quad (14)$$

– упорядоченный этап ( $j = 2, \tau_0 \leq \tau \leq \tau_\phi^0; 0 \leq \xi \leq 1; \theta_{1n}^0 = \theta_{1n}(\tau_0) \leq \theta_{2n}(\tau) \leq 1$ )

$$\left. \begin{aligned} (1+\varepsilon_\lambda \theta_{2n}) \frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} &= Bi[\theta_c - \theta_{2n}(\tau)] \\ \theta_2(\xi, \tau_0) \Big|_{\xi=0} &= \theta_{2n}^0 = 0; \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0 \end{aligned} \right\}; \quad (15)$$

– на стадии плавления ( $j = 3, \tau_\phi^0 \leq \tau \leq \tau_\phi; 0 \leq \xi \leq \beta_3(\tau); \theta_{3n} = 1$ )

$$\left. \begin{aligned} (1+\varepsilon_\lambda) \frac{\partial \theta_3}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\beta_3(\tau)} &= BiK_T + Ko\beta_3(\tau) \\ \frac{\partial \theta_3}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (16)$$

где  $K_T$  – безразмерный параметр ( $K_T = (T_0 - T_\phi)/(T_\phi - T_c)$ , где  $T_0$  – начальная температура;  $T_c$  – температура внешней среды;  $T_\phi$  – температура плавления).

Для учета термической чувствительности стали принимаем линейную зависимость теплофизических свойств от температуры [10]:

$$\left. \begin{aligned} \lambda(T) &= \lambda_0 + \delta_\lambda (T - T_0) = \lambda_0 (1 + \varepsilon_\lambda \theta); \\ \varepsilon_\lambda &= \frac{\delta_\lambda}{\lambda_0} (T_\phi - T_0); \\ c(T) &= c_0 + \delta_c (T - T_0) = c_0 (1 + \varepsilon_c \theta); \\ \varepsilon_c &= \frac{\delta_c}{c_0} (T_\phi - T_0) \end{aligned} \right\}, \quad (17)$$

где используются безразмерные величины

$$\left. \begin{aligned} \theta(\xi, \tau) &= \frac{T(\xi, \tau) - T_0}{T_\phi - T_0}; \quad \xi = \frac{x}{h}; \quad \beta_j(\tau) = \frac{B_j(\tau)}{h}; \quad \tau = \frac{a_0 t}{h^2}; \\ \text{Bi} &= \frac{\alpha_k h}{\lambda_0}; \quad \text{Ko} = \frac{q_\phi}{c_p^0 (T_\phi - T_0)}; \quad K_T = \frac{T_c - T_\phi}{T_\phi - T_0}, \end{aligned} \right\}, \quad (18)$$

где  $T_0$ ,  $T_\phi = T_{\text{ликв}}$ ,  $T_c$  – температуры: начальная, плавления и перегрева расплава, К;  $q_\phi$  – скрытая теплота плавления, кДж/кг;  $\alpha_k$  – коэффициент теплоотдачи конвекцией, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\alpha_0 = \lambda_0 / (c_p \gamma)$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/ч;  $\gamma$  – плотность кг/м<sup>3</sup>;  $c_p$  – удельная теплоемкость, кДж/(кг·К);  $x$  – координата, м;  $H = 2h$  – толщина пластины, м;  $\tau$  – время, ч;  $B_j(\tau)$  – непрогретая ( $j = 1$ ) или неоплавившаяся ( $j = 3$ ) зона, м.

В отличие от ранее опубликованных работ [8, 10] сформулирована математическая задача о нагреве и плавлении термомассивной пластины при граничных условиях III рода, что в итоге позволяет более качественно вести выполнение расчетов, варьируя коэффициентом внешнего теплообмена  $\alpha$  и толщиной расплавленного куска.

Далее, в соответствии с основной идеей метода эквивалентных источников, получим для периодов инерционного ( $\tau_0$ ), регулярного ( $\tau_\phi^0$ ) этапов и периода плавления ( $\tau_\phi$ ) следующие соотношения:

$$\tau_0 = \frac{1 - 0,15(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_c) \text{Bi} K_T}{6}; \quad (19)$$

$$\Delta \tau_\phi^0 = \tau_\phi^0 - \tau_0 = \frac{1 - \theta_n^0}{\text{Bi} K_T} \sum_{i=1}^3 \delta_{\phi i}, \quad (20)$$

где

$$\delta_{\phi 1} = 1 + \varepsilon_c \frac{1 + \theta_n^0}{2}; \quad \delta_{\phi 2} = \frac{\varepsilon_\lambda - \varepsilon_c}{3(1 + \varepsilon_\lambda)} \frac{\text{Bi} K_T}{1 + \varepsilon_\lambda \theta_n^0};$$

$$\delta_{\phi 3} = \frac{\varepsilon_\lambda \varepsilon_c}{5(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_c)} \left[ 2 + \varepsilon_\lambda (1 + \theta_n^0) \right] \delta_{\phi 2}^2;$$

$$\theta_n^0 = \frac{1}{\varepsilon_\lambda} \left( \sqrt{1 + \varepsilon_\lambda \text{Bi} K_T} - 1 \right); \quad \Delta \tau_\phi = \frac{1}{3} \frac{1 + \varepsilon_c}{1 + \varepsilon_\lambda} + \frac{\text{Ko}}{\text{Bi} K_T}.$$

При этом продвижение фронта  $\beta_3(\tau)$  плавления, исходя из работы [10], определяется уравнением

$$\frac{\text{Ko}}{\text{Bi} K_T} [1 - \beta_3(\tau)] + \frac{1}{3} \frac{1 + \varepsilon_c}{1 + \varepsilon_\lambda} [1 - \beta_3^n(\tau)] = \tau - \tau_\phi^0, \quad (21)$$

$$\text{где } n = 2 \left( 1 + 3 \frac{1 + \varepsilon_\lambda}{1 + \varepsilon_c} \frac{\text{Ko}}{\text{Bi} K_T} \right).$$

Например, при данных, приведенных в работе [11]:  $T_c = 1973$  К;  $T_\phi = 1773$  К;  $T_0 = 293$  К;  $q_\phi = 209$  кДж/кг;  $q_n = 15,3$  кВт/м<sup>2</sup>;  $\lambda_0 = 40,7$  Вт/(м·К);  $c_0 = 0,7$  кДж/(кг·К);  $\gamma = 7860$  кг/м<sup>3</sup> для плиты  $2h = 0,4$  м имеем  $n = 4,4$ .

В работах [1, 4, 10] показано, что закон продвижения фронта плавления носит нелинейный по времени характер только в начальной стадии процесса (примерно при  $\beta_3(\tau) > 0,7$ ), что подтверждает высокая степень  $n$  нелинейного члена. Эта закономерность позволяет опустить начальную стадию процесса и представить выражение (21) в упрощенном виде:

$$\frac{\text{Ko}}{\text{Bi} K_T} [1 - \beta_3(\tau)] + \frac{1}{3} \frac{1 + \varepsilon_c}{1 + \varepsilon_\lambda} = \tau - \tau_\phi^0. \quad (22)$$

Вместе с этим, если рассмотреть числовой пример при ТФХ = const;  $\text{Bi} = 10$  (высокая степень массивности);  $K_T = 0,2$ ;  $\text{Ko} = 4,1$  при использовании неявной конечно-разностной аппроксимации для линейного участка продвижения фронта  $\beta_3(\tau)$ , приходим к следующему уравнению:

$$(\tau - \tau_\phi^0) + 2,05\beta_3(\tau) - 2,341 = 0. \quad (23)$$

При тех же данных решение уравнения (22) по МЭИ дает выражение

$$(\tau - \tau_\phi^0) + 2,05\beta_3(\tau) - 2,383 = 0. \quad (24)$$

Здесь, даже на первый взгляд, очевидно, что уравнения (23) и (24) практически совпадают (расхождение во времени  $\Delta \tau_\phi$  (при  $\beta_3 = 0$ ) составляет 1,76 %). Этот случай свидетельствует о том, что приведенные здесь формулы не искажают имеющиеся представления об исследуемом процессе.

При выводе расчетных соотношений (19), (20) полагали  $\tau_0 \leq \tau_\phi^0$ , что обусловило время окончания инерционного этапа до начала процесса плавления плиты. С учетом  $\theta_n^0 \leq 1$ , приходим соответственно к неравенству  $\text{Bi} K_T \leq 2 + \varepsilon_\lambda$ , которое автоматически всегда выполнимо. В частности, если воспользоваться данными работы [11], получим размер куска  $H = 2h = 1,56$  м, что не может быть реализовано в реальном процессе, например, в электросталеплавильных технологиях.

**Выводы.** Рассмотрена математическая модель нагрева и плавления пластины с переменными ТФХ при граничных условиях III рода. В качестве аналитического метода решения сформулированной задачи применен метод эквивалентных источников Ю.С. Постольника [10]. При этом термофизическая модель исследуемых процессов теплообмена рассмотрена для схемы термического слоя с разбиением процесса внутреннего теплообмена на три этапа: инерционный; регулярный;

период плавления. Доказана возможность использования математических соотношений (19), (20) в теплотехнических расчетах при плавлении кусковых материалов в сталеплавильных технологиях.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Глинка М.А. Мартеновская печь как теплотехнический агрегат. – М.-Свердловск: Metallurgizdat, 1944. – 167 с.
2. Metallurgicheskie pechi: Uchebnik dlya metallurgicheskikh vuzov / V.A. Baum, D.V. Budrin, A.I. Vashenko i dr.; pod red. M.A. Glinkova. – M.: GNTIL po chernoy i tsvetnoy metallurgii, 1951. – 975 с.
3. Бровкин Л.А. Расчет процессов плавления простейших тел // Изв. вуз. Энергетика. 1958. № 2. С. 79 – 86.
4. Гольдфарб Э.М. Динамика плавления шихты в плавильных печах // Изв. вуз. Черная металлургия. 1960. № 11. С. 156 – 166.
5. Невский А.С. Дифференциальные уравнения процесса плавления шихты со стеканием и намерзанием расплава: Сб. науч. тр. ВНИИМТ. – М.: Metallurgizdat, 1963. № 3. С. 150 – 157.
6. Гольдфарб Э.М. Теплотехника металлургических процессов – М.: Металлургия, 1967. – 439 с.
7. Свинолобов Н.П., Семикин И.Д. Динамика процесса плавления // Изв. вуз. Черная металлургия. 1963. № 1. С. 185 – 194.
8. Постольник Ю.С. Расчет динамики плавления тел различной формы // Тепло- и массообмен в ваннах сталеплавильных агрегатов: Сб. науч. тр. МИСиС. – М.: Металлургия, 1979. № 120. С. 59 – 62.
9. Теплообмен и тепловые режимы в промышленных печах / В.И. Тимошпольский, И.А. Трусова, А.Б. Стеблов, И.А. Павлюченков; Под общ. ред. В. И. Тимошпольского – Минск: Высшая школа, 1992. – 218 с.
10. Тимошпольский В.И., Постольник Ю.С., Андрианов Д.Н. Теоретические основы теплофизики и термомеханики в металлургии – Минск: Бел. наука, 2005. – 560 с.
11. Волков В.Н., Рыбаков Г.Н., Смирнов Г.М. Об одном простом методе расчета динамики плавления неограниченной пластины: Сб. «Исследования по теплопроводности». – Минск: Наука и техника, 1967. С. 293 – 297.

Поступила 21 января 2015 г.

IZVESTIYA VUZOV. CHERNAYA METALLURGIYA = IZVESTIYA. FERROUS METALLURGY. 2015. Vol. 58. No. 6, pp. 455–459.

## THE CALCULATIONS OF STEEL FLAT BRIQUETTES MELTING IN LIQUID BATH OF A STEELMAKING UNIT. REPORT 1. MATHEMATICAL FORMULATION OF THE PROBLEM AND ITS ANALYTICAL SOLUTION

**Postol'nik Yu.S.**, Dr. Sci. (Eng.), Professor

**Timoshpol'skii V.I.**, Dr. Sci. (Eng.), Professor, Director of science and new equipment (tree-89@mail.ru)

CJSC PII SIT “NEFTEGAZSTROIZOLYATSIYA” (14, Marshala Grechko str., Kiev, 04136, Ukraine)

**Abstract.** A mathematical model of heating and melting sequences of thermo-massive slabs (flat steel briquettes) with variable thermal and physical properties (TPP) at boundary conditions of genus III, was formulated. Setting the genus III boundary conditions allows to analyze the impact of the external heat exchange coefficients of briquette melting processes. The calculation technique for solving the stated problem is the equivalent sources method (MES) as applied to a thermal layer scheme. Predictive expressions for slab through-heating (thermal lag stage), heating (ordered stage) time and at the time of melting, were derived. A comparison of solutions was obtained with the MES method and numerical realization of heating and melting the slab with a satisfactory convergence. It was proved that the obtained mathematical relations may be used in steelmaking practices to perform calculations for lump materials melting in thermal engineering (e.g., when using briquettes in arc-furnaces).

**Keywords:** heating-up and melting of lump materials, briquette, method of equivalent sources, melting in steelmaking arc furnace.

DOI: 10.15825/0368-0797-2015-6-455-459

### REFERENCES

1. Glinkov M.A. *Martenskovskaya pech' kak teplotekhnicheskii agregat* [Open-hearth furnace as a thermal unit]. Moscow – Sverdlovsk: Metallurgizdat, 1944. 167 p. (In Russ.).
2. Baum V.A., Budrin D.V. etc. *Metallurgicheskie pechi. Uchebnik dlya metallurgicheskikh vuzov* [Metallurgical furnaces. Textbook for metallurgical universities]. Glinkov M.A. ed. Moscow: GNTIL po chernoy i tsvetnoy metallurgii, 1951. 975 p. (In Russ.).
3. Brovkin L.A. The calculation of melting of simple bodies. *Izvestiya vuzov. Energetika*. 1958, no. 2, pp. 79–86. (In Russ.).
4. Gol'dfarb E.M. Dynamics of charge melting in melting furnaces. *Izvestiya VUZov. Chernaya metallurgiya = Izvestiya. Ferrous Metallurgy*. 1960, no.11, pp. 156–166. (In Russ.).
5. Nevskii A.S. *Differentsial'nye uravneniya protsessov plavleniya shikhity so stekaniem i namerzaniem raspavya* [Differential equations of charge melting process with trickling and freezing of the melt]. In: *Sb. nauch. tr. VNIIMT*. Moscow: Metallurgizdat. 1963, no. 3, pp. 150–157. (In Russ.).
6. Gol'dfarb E.M. *Teplotekhnika metallurgicheskikh protsessov* [Heat engineering of metallurgical processes]. Moscow: Metallurgiya, 1967. 439 p. (In Russ.).
7. Svinolobov N.P., Semikin I.D. Dynamics of melting. *Izvestiya VUZov. Chernaya metallurgiya = Izvestiya. Ferrous Metallurgy*. 1963, no. 1, pp. 185–194. (In Russ.).
8. Postol'nik Yu.S. *Raschet dinamiki plavleniya tel razlichnoi formy* [Calculation of the dynamics of melting of bodies of various shapes]. In: *Teplo- i massoobmen v vannakh staleplavil'nykh agregatov: Sb. nauch. tr. MISiS* [Heat and mass transfer in the baths of steelmaking units: Collection of scientific papers of MISiS]. Moscow: Metallurgiya. 1979, no. 120, pp. 59–62. (In Russ.).
9. Timoshpol'skii V.I., Trusova I.A., Steblov A.B., Pavlyuchenkov I.A. *Teploobmen i teplovye rezhimy v promyshlennykh pechakh* [Heat transfer and thermal modes in industrial furnaces]. Timoshpol'skii V.I. ed. Minsk: Vyssh. shkola, 1992. 218 p. (In Russ.).
10. Timoshpol'skii V.I., Postol'nik Yu.S., Andrianov D.N. *Teoreticheskie osnovy teplofiziki i termomekhaniki v metallurgii* [Theoretical foundations of thermal physics and thermal mechanics in metallurgy]. Minsk: Bel. nauka. 2005. 560 p. (In Russ.).
11. Volkov V.N., Rybakov G.N., Smirnov G.M. *Ob odnom prostom metode rascheta dinamiki plavleniya neogranichennoi plastiny* [A simple calculating method for the dynamics of infinite plate melting]. In: *Sb. Issledovaniya po teploprovodnosti* [Studies on the thermal conductivity]. Minsk: Nauka i tekhnika. 1967, pp. 293–297. (In Russ.).

Received January 21, 2015