

Теоретические основы электродинамических и тепловых процессов в рабочих режимах сверхмощных дуговых электропечей*

Р.А. БИКЕЕВ, В.С. ЧЕРЕДНИЧЕНКО, Е.Г. ИВАНОВА

Приводится анализ физических процессов, протекающих в рабочем пространстве высокоомощных дуговых сталеплавильных электропечей, устанавливается связь электромагнитных и акустических параметров и их зависимость от мгновенных значений рабочих токов в плазме дуговых разрядов и окружающем пространстве внутри электропечи.

Ключевые слова: плазма дуговых разрядов, электромагнитные процессы в дуговой печи, акустические параметры дуговой печи, сталеплавильное производство, оценка напряженностей магнитного поля.

ВВЕДЕНИЕ

В наиболее используемых в электротехнологиях разделах теории электрических цепей и теплообмена преимущество отдается классической теории электродинамики и теплопроводности, справедливых для сравнительно медленно протекающих процессов с удельными тепловыми потоками нагрева изделий, не превышающих $q < 10^6$ Вт/м². Эти разделы теории дают удовлетворительную сходимость расчетных и экспериментальных параметров.

Однако, при реализации процессов с высококонцентрированными источниками энергии, к которым относятся сверхмощные дуговые разряды атмосферного давления, плазменный нагрев, вакуумный дуговой нагрев и др., прямое использование классической теории электротехнических процессов и теплообмена не дает сходимость результатов с фактически существующими режимами работы оборудования. Для расчетно-теоретического анализа в этих случаях в расчетах используются другие подходы, например, для квазистационарных источников используется понятие коэффициентов концентрации энергии в точечных или близких к точечным источниках теплоты или используется понятия глубины проникновения и теплоусваивающего слоя, если источник имеет высокую плотность энергии на больших поверхностях.

В приложении к процессам теплообмена, протекающим в дуговых сталеплавильных электропечах, необходимо учитывать, что при проплавлении колодцев наблюдаются не только высокие и сверхвысокие плотности энергии на расплавляемом металле, но и большие скорости перемещения источников нагрева с одновременным воздействием на нагреваемые поверхности электромагнитного поля. В этом случае необходимо рассматривать тепловые процессы, включающие приэлектродное выделение энергии и взаимодействие с прикатодными струями перегретых газов с одновременным существованием переменного электромагнитного поля в сплошной проводящей среде с большими градиентами электропроводности материалов электродов и металла.

При проплавлении колодцев, когда пятно на металле меняет свое местоположение за счет изменений направлений катодных струй, а также из-за перемещений катодного пятна по массивному графитированному электроду в начальный период плавки приводит к тому, что электрический ток в конкретных массивных или крупнодисперсных фракциях шихты протекает

* Статья получена 10 февраля 2013 г.

ограниченное время за счет перехода на другие поверхности соседних кусков шихты. При таких условиях в рассматриваемых тепловых процессах проявляются тепловые эффекты, во многом равнозначные понятиям электромагнитных поверхностных эффектов. В свою очередь, и электромагнитные процессы за счет инерционности намагничивания даже на постоянном токе будут иметь нелинейные характеристики во времени.

Проявление поверхностных эффектов при использовании постоянных токов до настоящего времени изучалось только в специальных разделах теории электротехники и не использовалось в теории электронагрева для решения практических задач.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В СПЛОШНЫХ СРЕДАХ

Для развития теории электронагрева рассмотрим модельность электромагнитных процессов и процессов теплопередачи в одинаковых средах, имеющих следующие характеристики: ρ – удельное электрическое сопротивление; μ – магнитная проницаемость; ε – диэлектрическая проницаемость; c – удельная теплоемкость вещества; γ – удельная масса вещества; λ – теплопроводность среды (вещества). При количественных оценках будем использовать значения магнитной постоянной $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, электрической постоянной $\varepsilon_0 = 1/\mu_0 c$, где c – скорость света в свободном пространстве и $\varepsilon_0 = 8,855 \cdot 10^{-2}$ ф/м.

При анализе электромагнитных полей в сплошных материальных средах или вакууме принято исходить из двух основных уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \bar{\delta} = \left[\left(\frac{1}{\rho} \right) + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \right] \bar{E} \quad \text{и} \quad \operatorname{rot} \bar{E} = -\mu \mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}. \quad (1)$$

Для исключения одного из неизвестных параметров (\bar{E} или \bar{H}) необходимо взять ротор от соответствующего уравнения и подставить его ($\operatorname{rot} \bar{E}$ или $\operatorname{rot} \bar{H}$) в другое уравнение.

В среде, для которой $\operatorname{div} \bar{H} = 0$, имеем:

$$\nabla^2 \bar{H} = \frac{\mu \mu_0}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} + \mu \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2}. \quad (2)$$

Аналогично можно записать уравнение для напряженности электрического поля

$$\nabla^2 \bar{E} \equiv \frac{\mu \mu_0}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \mu \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \quad (3)$$

Будем рассматривать нагрев только электропроводящих тел ($\rho \neq \infty$). Для этого случая в правых частях уравнений (2) и (3) для \bar{H} и \bar{E} можно пренебречь вторыми членами. Это соответствует предположению о том, что в проводниках плотность тока проводимости $\bar{\delta} = \bar{E} / \rho$ много больше плотности тока смещения $\bar{\delta} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}$. Следовательно, для проводящих тел будем иметь:

$$\nabla^2 \bar{E} = \frac{\rho}{\mu \mu_0} \cdot \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \quad \nabla^2 \bar{H} = \frac{\rho}{\mu \mu_0} \cdot \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}. \quad (4)$$

Полученные уравнения определяют пространственное и временное распределение параметров электромагнитного поля в электропроводящем теле.

Проводимое сопоставление электромагнитных процессов с тепловыми процессами позволяет воспользоваться рядом найденных понятий в области электромагнетизма с распро-

странением их на процессы теплопередачи в случае интенсивного нагрева поверхности и, что особенно важно, приповерхностных слоев.

Рассмотрим нагрев произвольного тела в широком диапазоне изменения параметров. Обозначим через \bar{q} вектор плотности теплового потока, т. е. количество тепла, проходящее в единицу времени через единичную поверхность ΔS , ориентированную так, чтобы \bar{q} по величине достигало максимума. Это обеспечивается, когда вектор \bar{q} направлен по нормали к этой площадке ΔS . Для случаев, когда скорость выделения энергии не превышает скорости распространения тепла за счет теплопроводности, плотность теплового потока \bar{q} в объеме тела может быть определена по закону Фурье

$$\bar{q} = -\lambda \cdot \text{grad} T, \quad (5)$$

где λ и T – теплопроводность и изменяющаяся температура во времени по координате направления плотности теплового потока.

Входящий в тело тепловой поток с плотностью \bar{q} изменяет теплосодержание тела, которое определяется как

$$\text{div} \bar{q} = -c \cdot \gamma \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (6)$$

Теперь возьмем дивергенцию уравнения (5) и подставим в уравнение (6). В результате находим, что

$$\text{div} \text{grad} T = \nabla^2 T = \frac{c\gamma}{\lambda} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7)$$

Уравнения (4) и (7) по структуре равнозначны и отличаются только тем, что в уравнение (4) входят векторные величины, а в уравнение (7) – скалярные. Очевидно, что коэффициенты, стоящие в этих уравнениях перед производными, имеют аналогичные функциональные значения, определяющие нестационарные режимы при развитии электромагнитных и тепловых процессов. Проведем анализ этих параметров ($\mu\mu_0/\rho$ и $c\gamma/\lambda$). В табл. 1 приведены усредненные значения этих множителей для интересующих нас материалов. Как видно, для некоторых материалов величина этих множителей имеет один порядок, и, следовательно, электромагнитные и тепловые процессы будут развиваться с близкими по величине постоянными времени. Укажем здесь же, что $c\gamma/\lambda = 1/a$ – величина, обратная известному в теплотехнике коэффициенту температуропроводности a , который характеризует изменения температуры во времени в конкретном материале. Эта скорость равнозначна скорости проникновения тепловой волны в тело. Вводя аналогичное понятие для электрических процессов, будем считать, что параметр $\mu\mu_0/\rho$ является коэффициентом намагничивания, который также характеризует скорость проникновения электромагнитной волны, т. е. степень намагничивания рассматриваемого материала во времени. Этот коэффициент характеризует скорость формирования глубины проникновения электромагнитной волны в реальном времени по координате движения фронта волны. При этом необходимо подчеркнуть, что в этом анализе понятие глубины проникновения не совпадает с этим же термином при переменном токе. В приложении к произвольному куску шихты или модельному цилиндру, помещенному в магнитное поле постоянного тока, понятие глубины проникновения связано с реальными процессами намагничивания этого куска (или цилиндра) по координате вглубь, т. е. по радиусу для цилиндра.

Проведем численные эксперименты по рассмотрению модельной задачи проникновения в массивное тело (цилиндр) тепловой и электромагнитной волн. Предполагалось, что нагрев модельных цилиндров осуществляется до температур ниже точки Кюри в соляной электролитной ванне типа СВС-1,5.3,4/6,5 МО1 с рабочими температурами 360 и 600 °С. Цилиндры принимались изготовленными из ферромагнитной стали. Расчетная оценка динамики нагрева цилиндров проводилась с использованием графиков Будрина для расчета нагрева поверхности

и оси цилиндра [1] с определением чисел Био: $Bi = \alpha R/\lambda$, и чисел Фурье: $Fo = \alpha\tau/R^2$, при значениях коэффициентов теплопередачи α при нагреве в теплоносителе $[NaNO_3(90\%) + KNO_3(3\%) + NaCl(4\%)]$ от $465 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ при температуре $400 \text{ }^\circ\text{C}$ и $1396 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ при температуре теплоносителя $600 \text{ }^\circ\text{C}$. При нагреве цилиндров в жидком теплоносителе обеспечивается математическая равнозначность граничных условий с процессами намагничивания в постоянном электромагнитном поле (граничные условия первого рода).

Таблица 1

Сравнительная характеристика параметров μ_0/ρ и $c\gamma/\lambda$ для различных металлов

Параметр	Сталь	Сталь	Сталь инструмент.	Медь	Графит
μ	2000	4000	100	1,0	1,0
ρ , Ом·м	10^{-7}	$4 \cdot 10^{-6}$	10^{-7}	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-6}$
c , Дж/кг·К	$0,32 \cdot 10^3$	$0,67 \cdot 10^3$	$0,67 \cdot 10^3$	$0,38 \cdot 10^3$	1000
λ , Вт/м·К	38,1	34,9	45,2	420	150
γ , кг/м ³	7850	7850	7800	8960	2200
$c\gamma/\lambda$, с/м ²	65930	150600	115600	8304	14600
$\mu\mu_0/\rho$, с/м ²	25120	125600	1256	69,7	1,25

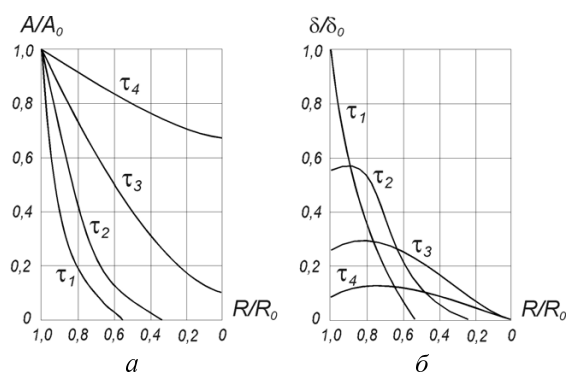


Рис. 1. Проникновение электромагнитного и теплового полей (а) и распределение плотности тока по сечению цилиндра (б) в различные моменты времени:

$$\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_4 \text{ (табл. 2)}$$

Для исследования задачи намагничивания стального цилиндра с магнитной проницаемостью μ рассматривался цилиндр, помещенный соосно в цилиндрическую катушку. Индуктор подключался к источнику постоянного тока. В такой электромагнитной системе во всем объеме внутренней полости индуктора устанавливается в течение микросекунд продольная напряженность магнитного поля, которая рассчитывается как $H_0 = IW_0$, где W_0 – число витков индуктора на единицу длины. Наличие только осевой составляющей магнитного поля позволяет записать уравнения (4) для скалярных величин продольной составляющей магнитного поля и перпендикулярной ей составляющей электрического поля. Для этих условий академиком Б.А. Введенским выполнены расчеты неустановившихся процессов намагничивания сплошных цилиндров [2]. На рис. 1 представлены эти результаты, но расширенные дополнительно проведенными нами расчетами, характеризующими электрические и тепловые параметры в модельном цилиндре. На оси ординат рис. 1, а отложены отношения значений переменного

параметра A (напряженности магнитного поля H или линий равных температур T) в конкретный момент времени $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ и конкретном расстоянии от оси к значениям той же величины A_0 на поверхности цилиндра (H_0, T_0). На рис. 1, б приведены относительные значения плотностей протекающих токов по сечению цилиндра $\delta(R, \tau)/\delta_0$, где $\delta(R, \tau)$ – плотность тока в момент τ на расстоянии R/R_0 от оси, а δ_0 – плотность тока на поверхности цилиндра в начальный момент после включения поля. На оси абсцисс отложены отношения расстояния рассматриваемых точек от оси к внешнему радиусу цилиндра (R/R_0). Зависимости построены для цилиндра из ферромагнитной стали диаметром $2R_0 = 0,04$ м, $\mu = 2000$, $\rho = 10^{-7}$ Ом · м, $c = 0,32 \cdot 10^3$ Дж/кгК, $\lambda = 38,1$ Вт/мК, $\gamma = 7850$ кг/м³.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Анализ полученных относительных характеристик показывает модельность электромагнитных и тепловых процессов, развивающихся в системе преобразования электрической энергии в тепловую. Значение временных параметров характеристик, показанных на рис. 1, приведены в табл. 2. Как видно, проникновение электромагнитных и тепловых волн энергии имеет конечную скорость и определяет инерционность процессов. Полная намагничиваемость цилиндра (H/H_0) диаметром $2R = 0,04$ м обеспечивается за время $\tau > 3$ с. Через $\tau_1 = 0,1$ с и $\tau_2 = 0,3$ с в центре цилиндра $H_{R=0} = 0$, через $\tau_3 = 0,9$ с на оси цилиндра $H_{R=0} \approx 0,1H_0$, а на расстоянии $0,5R_0$ от поверхности $H = 0,35H_0$; через $\tau_4 = 2,7$ с после включения $H_{R=0} \approx 0,65H_0$, а на расстоянии $0,5R_0$ напряженность поля составляет $H = 0,8H_0$.

Таблица 2

Значения временных интервалов к рис. 1

Параметр, диаметр	$\tau_1, \text{с}$	$\tau_2, \text{с}$	$\tau_3, \text{с}$	$\tau_4, \text{с}$
H/H_0 , $2R_0 = 0,04$ м	0,1	0,3	0,9	2,7
E/E_0 , $2R_0 = 0,04$ м	0,1	0,3	0,9	2,7
T/T_0 , $2R_0 = 0,04$ м	0,27	0,79	2,36	7,1
H/H_0 , $2R_0 = 0,02$ м	0,025	0,075	0,225	0,675

Сравнение характеристик, приведенных на рис. 1, показывает, что проникновение магнитного поля в цилиндр имеет характер инерционности. Интенсивность этого процесса определяется коэффициентом намагничивания $\mu\mu_0/\rho$ и количественно зависит от геометрических размеров модельного цилиндра. Аналогично протекают процессы при распространении теплоты в цилиндре, но инерционность или замедленность в этом случае определяется коэффициентом $c\gamma/\lambda$.

3. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОДОВ И ШИХТЫ В ДУГОВЫХ ЭЛЕКТРОПЕЧАХ

Эти процессы необходимо учитывать при анализе режимов работы в дуговых электропечах, так как в таких электротехнических устройствах не представляется возможным включить в начальные технические требования рекомендации по выполнению деталей и узлов из специальных материалов или с уменьшенными геометрическими размерами из материалов с большим удельным электрическим сопротивлением. При этом необходимо учитывать, что электрический ток, протекающий в ДСП постоянного тока, только терминологически называется

постоянным. Фактически же в печи протекает однонаправленный постоянно изменяющийся по величине ток, и, следовательно, наблюдается неравномерность плотности тока по сечению проводников.

Существенное различие плотностей протекающих токов в зависимости от геометрических размеров проводников (рис. 1, б) в изменяющихся по времени неустановившихся режимах ДСП постоянного тока проявляется в существенно большей степени при плавке мелкодисперсной шихты, электрическое сопротивление которой включено в общий контур электропечи. Практически с этими же явлениями связаны существенные отличия электромагнитных и связанных с ними тепловых процессов в печах условно постоянного и трехфазного переменного токов. В теории преобразования электрической энергии в тепловую эти процессы до настоящего времени не рассматривались, а реально наблюдаемые особенности и взаимосвязи явлений учитывались эмпирически.

Обратимся к участкам электрической цепи ДСП, где плазма разряда взаимодействует с поверхностью электрода (рис. 2, а) и с поверхностью твердой шихты с различными определяющими размерами кусков шихты и, следовательно, различной насыпной массой шихты (рис. 2, б). Будем считать, что на поверхность шихты или электрода падает тепловой поток q_s , обеспечивающий температуру T_0 . Требуется найти временную зависимость температуры в точке a_i , находящейся на расстоянии l_a от поверхности нагрева. При этом l_a определяется как кратчайшее расстояние от точки a до точки b на этой изотермической области, где бы эта точка не находилась. В рассматриваемой задаче из-за одинаковости математической записи уравнений (4) и (7) тепловой поток, падающий на поверхность, может быть заменен электромагнитным потоком, имеющим характеристики E_0 и H_0 на поверхности рассматриваемого тела (шихты).

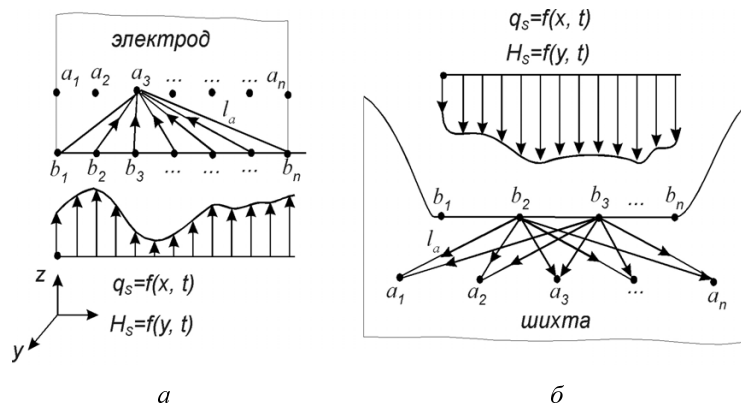


Рис. 2. Взаимодействие электромагнитного и теплового потоков с поверхностью нагреваемого тела:

а – нагрев электрода; б – нагрев шихты

Для однородного металла, начальное состояние в котором задано для всех его точек b , Фурье нашел общий интеграл уравнений (4) и (7) в виде:

$$H(a, \tau) = \int_{\infty} H(b, t=0) \frac{\exp\left(\frac{-l^2 \cdot \mu \mu_0}{4\tau\rho}\right)}{(4\pi \cdot \tau\rho / \mu \mu_0)^{3/2}} dV, \quad (8)$$

$$T(a, \tau) = \int_{\infty} T(b, t=0) \frac{\exp\left(\frac{-l^2 \cdot c\gamma}{4\tau\lambda}\right)}{(4\pi \cdot \tau\lambda / c\gamma)^{3/2}} dV.$$

В уравнениях (8) l – расстояние от элемента объема dV (начальное состояние, которое характеризуется величиной $T(b, t = 0)$, или $H(b, t = 0)$), до точки a , состояние в которой определяется.

Уравнение (8) показывает, что на состояние $H(a, t)$ или $T(a, t)$ в точке a в момент времени τ влияет состояние всех элементов dV . При этом, степень влияния каждого элемента пропорциональна величине K

$$K_H = \frac{\exp\left(\frac{-l^2 \mu \mu_0}{4\pi \tau \rho}\right)}{(4\pi \rho / \mu \mu_0)^{3/2}}, \text{ или } K_T = \frac{\exp\left(\frac{-l^2 c \gamma}{4\tau \lambda}\right)}{(4\pi \tau \lambda / c \gamma)^{3/2}}. \quad (9)$$

Это влияние зависит от расстояния l между точками a и b , или dV , и от времени. При $\tau = 0$ и $\tau = \infty$ значения K_H и K_T равны нулю. При $\tau = l^2 \rho / 6 \mu \mu_0$, или $\tau = l^2 \lambda / 6 c \gamma$, влияние источника, находящегося в точке b или области dV , на точку a становится наибольшим и пропорционально $K_H = A l^3$ и $K_T = B l^3$, где A и B – постоянные величины.

Следовательно, если в момент времени $\tau = 0$ величины H и T равны нулю всюду, кроме некоторой области v (на поверхности тела, на которую горит дуга), то все точки b_n , заключенные в v , участвуют в создании возмущений в точке a , каково бы не было расстояние до них, и какой бы момент времени мы не рассматривали (хотя бы очень близкий к $\tau = 0$ или произвольно от него удаленный). Однако наибольшее возмущение, создаваемое в точке a состоянием $H(b_n)$ или $T(b_n)$ при изменении точки b , наступает тем позднее и тем меньше по величине, чем больше расстояние между точками a и b_n . Это следует из уравнения (9). Время, через которое это наибольшее возмущение наступает в точке a , пропорционально l^2 (а не l , как при распространении волны). Из этого анализа решения Фурье (8) следует важный вывод: что в реальном физическом процессе не существует какой-либо определенной скорости, которую можно было бы отождествить со скоростью распространения нагрева (температуры) или процесса намагничивания (напряженности магнитного поля). Фактически в этом случае коэффициент температуропроводности становится нелинейным и неоднозначным.

Этот вывод, сделанный самим Фурье, может быть приложен к процессам взаимодействия тепловых потоков, исходящих от дугового разряда в ДСП, к отдельным кускам шихты. Катодное пятно дуги в начальный период плавки в ДСП перемещается с конечной скоростью v_0 . Будем полагать, что температура на поверхности куска шихты под действием переменного теплового потока изменяется периодически, по закону

$$T_0 = T_b \cdot \sin \omega t + T_1, \quad (10)$$

где T_1 – средняя температура, вокруг которой происходят колебания при перемещении катодного пятна.

По мере возрастания температуры будет происходить нагрев поверхностных слоев шихты. Если бы изменения внешнего теплового потока и температуры поверхности происходили достаточно медленно, то весь кусок шихты успевал бы принять одинаковую температуру, совпадающую с температурой нагреваемой поверхности. При быстром возрастании теплового потока и температуры в точках b_n лишь наружный слой будет успевать приобрести температуру, большую T_0 . При нагреве в сверхмощных режимах происходит настолько быстрое изменение T_0 до температуры плавления, что внутренние слои шихты нагреваются за счет теплопроводности при конечном значении коэффициента температуропроводности на небольшую величину ($\Delta T_a \approx 0$) за тот момент, когда температура в соответствии с уравнением (10) уже начнет убывать. При этом необходимо учитывать и потребление энергии для перевода металла в жидкое состояние, который при проплавлении вертикального колодца сразу стекает вниз, оголяя менее нагретую поверхность куска шихты. При этом не закончившийся процесс нагревания внутренних слоев сменится процессом охлаждения за счет радиационных потоков с недо-

нагретой до температуры плавления поверхности. Этот процесс охлаждения будет распространяться вглубь куска шихты. Однако при быстрых изменениях теплового потока и температуры поверхности внутренние слои не успевают заметно охладиться так же, как они не успели нагреться.

Большие колебания температуры будут происходить лишь во внешних слоях, амплитуда этих колебаний будет для более глубоких слоев все меньше и меньше. Очевидно, что амплитудные значения температуры во внешних слоях куска шихты достигаются раньше, чем во внутренних. Таким образом, происходит волновое распространение температуры; гребень волны распространяется от поверхности вглубь куска шихты. Расплавленный металл верхней части колодца не успевает сильно перегреться и стекает вниз по оси, отдавая скрытую теплоту плавления нижним кускам холодной шихты и изменяя, тем самым, температуру и насыпную массу шихты. Поэтому свойства расплавляемой шихты в объеме проплавляемого колодца по оси колодца изменяются во времени за счет изменения насыпной массы и исходной начальной температуры. К концу времени проплавления колодцев в нижней части объема шихты температура шихты приближается к температуре плавления, а вертикальная скорость проплавления колодца во второй половине этого периода при одинаковой вводимой мощности может как увеличиваться, так и уменьшаться из-за увеличения насыпной массы. Это определяет необходимость проведения дополнительной детализации расчетной задачи с учетом общих закономерностей рассмотренных нестационарных задач проплавления колодцев в шихте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При создании сверхмощных дуговых электропечей, в которых осуществляется расплавление металла при сверхвысоких плотностях энергии, физические процессы имеют волновой характер, который необходимо учитывать при определении эксплуатационных характеристик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Чердниченко В.С.** Электрические печи сопротивления. Теплопередача и расчеты электропечей сопротивления / В.С. Чердниченко, А.С. Бородачев, В.Д. Артемьев; под ред. В.С. Чердниченко. - Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. - 624 с. - («Современные электротехнологии». - Т. 1).
- [2] **Аркадьев В.К.** Электромагнитные процессы в металлах / В.К. Аркадьев. - Ч. 1 и 2. - Госэнергоиздат, 1934.

Бикеев Роман Александрович, кандидат технических наук, доцент, кафедра АЭТУ НГТУ. Основное направление научных исследований: современные электротехнологии. Имеет 37 научных публикаций и 6 учебно-методических работ. E-mail: bikeev@ngs.ru. Тел.: +7 (383) 3463032

Чердниченко Владимир Семенович, доктор технических наук, профессор, академик АЭН РФ, лауреат государственной премии НСО РФ, профессор кафедры автоматизированных электротехнологических установок НГТУ, заместитель технического директора-главный конструктор ОАО «Сибэлектротерм». Основное направление научных исследований: современные электротехнологии. Имеет более 250 научных публикаций, в том числе 6 учебников, 7 монографий, 58 авторских свидетельств, 48 патентов. E-mail: gk@therm.ru. Тел.: +7 (383) 3420486

Иванова Елена Геннадьевна, магистрант второго года обучения, кафедра АЭТУ НГТУ. Основное направление научных исследований: современные электротехнологии. Имеет 2 научных публикации. E-mail: ivlen1234@yandex.ru. Тел.: +7 (383) 3463032

Bikeev R.A., Cherednichenko V.S., Ivanova E.G.

Theoretical bases of the electrodynamic and thermal processes in operating regimes of super-power arc electric furnaces

Analysis of the physical processes proceeding in working space of high-power arc steel-smelting electric furnaces is presented. Connection of electromagnetic and acoustic parameters and their dependence on instant values of working currents in plasma of arc discharges and surrounding space in the electric furnace is established.

Key words: plasma of arc discharges, electromagnetic processes in the arc furnace, acoustic parameters of the arc furnace, steel-smelting production, magnetic field intensity assessment.