

УДК 536.7

## ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЖИДКИХ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

*Н. А. Изгизьянова*

Проводится исследование задачи о распределении тепловой энергии в жидких неметаллических токопроводящих высокотемпературных средах. Показана зависимость электропроводности рассматриваемой среды от некоторых факторов и связь с температурным режимом.

Ключевые слова – жидкие неметаллические среды, электропроводность, распределение тепловой энергии.

Современные энергоустановки различного типа и назначения решают важные задачи обеспечения теплом и энергией промышленных предприятий, в частности, металлургические заводы, имеющие участки [спецелектрометаллургии](#). Процессы осуществляются в промышленных печах электрошлакового переплава (ЭШП), которые представляют собой агрегаты с высокими температурными режимами – свыше 2500 °С. Поскольку основные термоэлектрические процессы, влияющие на ход переплава и определяющие в конечном итоге качество выплавляемого при ЭШП металла, происходят в шлаке – жидкой неметаллической высокотемпературной среде, через которую пропускается электрический ток в тысячи ампер, то шлаковая ванна рассматривается в данной статье более глубоко, чем другие звенья ЭШП-установки. Учитывая, что до настоящего времени недостаточное внимание уделяется изучению проблем распределения электрического тока и генерации энергии в жидких неметаллических высокотемпературных средах, а экономия электроэнергии достигает 30 % при переводе технологии ЭШП с переменного на постоянный ток, то эту задачу становится еще более актуальной и перспективной.

Рассмотрим систему дифференциальных уравнений Максвелла для жидких неметаллических высокотемпературных сред (ЖНВС) при допущении, что электромагнитное поле и профиль скорости потока жидкости взаимно не деформируют друг друга, а также можно пренебречь индуцированным магнитным полем по сравнению с внешним полем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \bar{H} = \bar{j}; \\ \operatorname{div} \bar{H} = 0; \\ \operatorname{rot} \bar{E} = -\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \bar{E} = 0, \end{array} \right. \quad (1)$$

где  $\bar{j}$  - плотность электрического тока;  $\mu_0$  - магнитная постоянная;  $t$  – время.

В предположении об изотропности проводимости и отсутствии намагниченности жидкости для сред с ионной проводимостью задача описания электромагнитных явлений состоит в нахождении напряженности  $\bar{E}$  электрического поля и напряженности  $\bar{H}$  магнитного поля.

Закон сохранения заряда в дифференциальной форме в виде уравнения непрерывности  $\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \text{div } \bar{j} = 0$ , где  $\rho_0$  - объемная плотность зарядов.

При постоянном токе:

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0 \Rightarrow \text{div } \bar{j} = 0. \quad (2)$$

Частным случаем ЖНВС является расплав шлака в металлургической ванне. В рассматриваемой перемешиваемой токопроводящей жидкости действует закон Ома для движущихся сред:

$$\bar{j} = \sigma(\bar{E} + \mu_0 \bar{v} \times \bar{H}). \quad (3)$$

Здесь  $\sigma$  - удельная электропроводность;  $\bar{v}$  – скорость движения жидкости. Для металлов плотность тока и напряженность вдоль проводника линейно взаимосвязаны между собой, т.е.:

$$\bar{j} = \sigma \bar{E}. \quad (4)$$

Для полуметаллов начинаются отклонения при заметном нагреве проводника проходящим током, в результате чего зависимость (4) приобретает нелинейный характер (3). Связано это не столько с их более высоким (на 1–2 порядка) удельным электрическим сопротивлением [1], но, прежде всего с тем, что в силу ионной проводимости электролитов их удельная электропроводность  $\sigma$  является не константой, а скалярной функцией - коэффициентом, связывающим [напряжённость электрического поля](#) и [плотность тока](#) в данной точке (4). Эта формула справедлива для неоднородного, но изотропного вещества.

Рассмотрим факторы, влияющие на проводимость рассматриваемой жидкой неметаллической среды.

- Так как в растворах электричество переносится ионами, величина удельной электропроводности зависит от заряда и концентрации ионов, а также скорости их движения. Чем большей будет концентрация свободных заряженных частиц, тем выше электропроводность. Итак, электропроводность зависит от плотности, соответственно силы тока –  $\sigma = \sigma(J)$ .

- Электропроводность шлака определяется его составом. Известно, например, частичная замена FeO или MnO в шлаке на CaO в расплавленных силикатах понижает их электропроводность [2]. Для электрошлакового переплава представляет особый интерес знание влияние состава на электропроводность шлаков системы CaO – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – CaF<sub>2</sub>.

• С повышением температуры электропроводность шлаков возрастает, причем зависимость эта имеет экспоненциальный характер:  $\sigma = -B \cdot e^{\frac{E_k}{RT}}$ , где  $B$  – постоянная, характерная для данного электролита;  $E_k$  – энергия активации,  $T$  — абсолютная [температура](#),  $R = 8,31$  (Дж/(моль·К)) – [универсальная газовая постоянная](#).

Ввиду вышеизложенного и на основании опытных данных можно утверждать, что наибольшей электропроводностью обладают фторидные флюсы (шлаковые добавки).

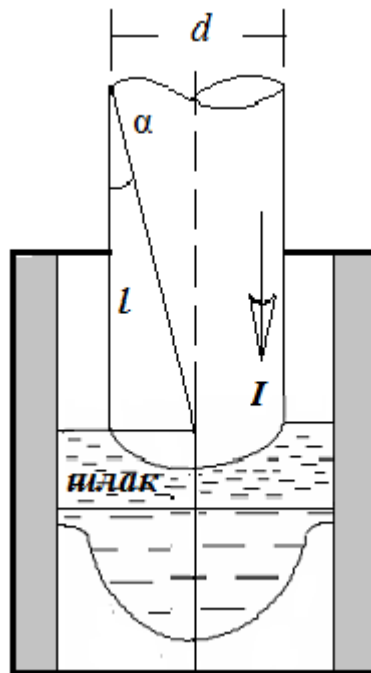


Рис. 1. Геометрические параметры электрода для оценки токов проводимости и токов индукции

Покажем, что плотности токов проводимости  $\sigma \bar{E}$  по порядку величины для изучаемых токонесущих расплавов шлаков намного больше, чем токи индукции  $\mu_0 \sigma [\bar{v} \times \bar{H}]$ .

Магнитное поле в зоне расплава *шлак* (рис. 1) порождается током проводимости  $\bar{I}$  самого электрода, в предположении, что при ЭШП нет других источников магнитных полей. Поле прямого тока электрода будет наибольшим на его образующих  $l$ . Принимая во внимание реальные порядки величин силы тока и диаметра электрода, а также экспериментальные данные по максимальной скорости шлакового расплава  $\bar{v} \approx 0,5 \frac{m}{c}$  [4], получим расчетным путем максимальное значение напряженности магнитного поля в шлаковом расплаве:

$\bar{H}_{max} \approx 2000 \frac{\text{кА}}{\text{м}} \Rightarrow \mu_0 |\bar{v} \times \bar{H}| = \mu_0 |\bar{v}| |\bar{H}| \sin \alpha \approx 10^{-2} \frac{\text{В}}{\text{м}}$ . Соответственно, при меньших скоростях  $\bar{v}$  и при любом диаметре электрода вторая составляющая в (3) будет только уменьшаться. В свою очередь, напряженность электрического поля  $\bar{E}$  при ЭШП составляет порядка  $10^4 \frac{\text{В}}{\text{м}}$  и зависит лишь от потенциала поля.

Очевидно, что  $10^4 \frac{\text{В}}{\text{м}} \gg 10^{-2} \frac{\text{В}}{\text{м}}$ , значит,  $\bar{E} \gg \mu_0 |\bar{v} \times \bar{H}|$ , следовательно,  $\sigma \bar{E} \gg \mu_0 \sigma [\bar{v} \times \bar{H}]$ , что и требовалось доказать.

Значит, вторым слагаемым в формуле (3) можно пренебречь, и уравнение непрерывности будет иметь следующий вид:

$$\text{div}(\sigma \bar{E}) = 0. \quad (5)$$

Рассмотрим оценку анизотропии энергетического поля в пространстве ЖНВС. Формирование температурного поля происходит вследствие выделения энергии при прохождении электрического тока в жидком проводнике с большим сопротивлением. В результате происходит нагрев его до высокой температуры. В межэлектродном промежутке выделение энергии будет распределенное, так как распределенной является сила тока. Если пренебречь теплообменом стенок проводника с окружающими средами (стенкой кристаллизатора, поддоном, воздухом), то распределенное выделение энергии по жидкой неметаллической среде и определит температурное поле. Можно утверждать, что каждой точке пространства ЖНВС будет соответствовать точечный источник энергии. Неоднородность температурного поля приводит к неравномерности теплообмена.

Тепловое состояние токонесущего расплава описывается законом сохранения энергии, учитывающим передачу тепла теплопроводностью и конвекцией. Обозначим за  $dQ$  – изменение внутренней энергии вещества, содержащегося в элементарном объеме  $dV$  за время  $dt$ ;  $dQ_1$  – количество тепла, введенное в элементарный объем путем теплопроводности за время  $dt$ ;  $dQ_2$  – количество тепла, которое за время  $dt$  выделилось в элементарном объеме  $dV$  за счет внутренних источников. Тогда  $dQ = dQ_1 + dQ_2$ .

Для однофазной химически однородной и изотропной жидкости с произвольной зависимостью физических свойств среды от температуры и давления, но при отсутствии в потоке переноса тепла излучением и с учетом нестационарности процесса уравнение энергии имеет вид:

$$\rho c_v \frac{dt}{dt} = \text{div}(\lambda \cdot \text{grad } t) + q_v - \frac{t}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \frac{dP}{dt}. \quad (6)$$

Здесь  $\rho$  – плотность жидкой среды;  $c_v = 0,733 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}}$  – удельная теплоемкость при постоянном объеме и давлении;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности среды;  $q_v$  – мощность внутренних источников тепла в единице объема в единицу времени.

Третьим членом в уравнении (6) пренебрегают вследствие того, что технологические процессы протекают в большинстве случаев при скоростях, значительно ниже звуковых, и малого изменения плотности от температуры и давления. В результате упрощающих предпосылок уравнение (6) принимает вид:

$$\frac{dt}{d\tau} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{\rho c_v} \quad (7)$$

при  $\lambda = const$  и  $\frac{\lambda}{\rho c_v} = a$ .

Это дифференциальное уравнение теплопроводности, или уравнение Фурье, ввиду цилиндрической формы частей конструкции рассматривается в цилиндрических координатах:

$$\rho c_v \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_{\text{эф}} \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{\lambda_{\text{эф}}}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \lambda_{\text{эф}} \frac{\partial t}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_{\text{эф}} \frac{\partial t}{\partial z} \right) + q_v(r, \varphi, z), \quad (8)$$

Здесь конвекция учитывается введением эффективного коэффициента теплопроводности  $\lambda_{\text{эф}}$ . Мощность внутренних источников теплоты определяем по закону Джоуля-Ленца  $q_v = \sigma \cdot j^2$ .

Для решения поставленной задачи необходимо к дифференциальному уравнению (8) добавить краевые условия:

- временные (начальные) – характеризующие распределение температуры тела в начальный момент времени: при  $\tau = 0 \quad t = t_0(r, \varphi, z)$ ;
- граничные:

1) первого рода: задается распределение температуры на поверхности жидкости в функции времени – при  $r = 0 \quad t = t_{\text{ш1}}(\tau)$ , при  $r = R \quad t = t_{\text{ш2}}(\tau)$ .

2) второго рода: плотность теплового потока, передаваемого от поверхности шлака в окружающую среду в функции времени:  $q = \alpha(t_c - t_{\text{ш}})$ .

3) третьего рода: из закона Ньютона-Рихмана теплоотдачи между поверхностью жидкого шлака и окружающей средой получаем математическую формулировку:  $\left( \frac{\partial t}{\partial n} \right)_c = -\frac{\alpha}{\lambda} (t_c - t_{\text{ш}})$ .

В результате решения дифференциального уравнения теплопроводности (8) совместно с условиями однозначности можно найти температурное поле среды.

Вычисления производились в форме так называемой энергетической матрицы  $Q = [q_{ij}]$ ,  $i = 1, 2, \dots, k$ ,  $j = 0, 1, 2, \dots, m$ , где  $q_{ij}$  – это величина энергии Дж, в узлах сетки с номерами  $i, j$ . Исходя из принятого допущения, что внешний теплообмен шлаковой ванны отсутствует, распределение тепла внутри ванны происходит теплопроводностью. От слоя к слою вычислялась разность температур  $T_{i+1} - T_i = \Delta T_i$ . Теплопроводность шлака  $\lambda_{\text{шл}} = 4,64 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,  $r_3 = 0,15 \text{ м}$ ,  $r_k = 0,26 \text{ м}$ . Площадь поперечного сечения  $i$ -го слоя находилась по формуле:  $S_i = \Pi(r_{i+1} + r_i)\Delta r$ . Шаг по  $r$  был принят равным  $0,015 \text{ м}$ , а по высоте

ванны  $h = 0,005\text{ м}$ . Была вычислена матрица температур  $\Delta T = [\Delta t_{ij}]$   $i = 1, 2, \dots, k, j = 1, 2, \dots, m$ . На рис. 2 приведено изменение  $\Delta T_j$  при  $i = 5$ , т.е. на середине высоты шлаковой ванны.

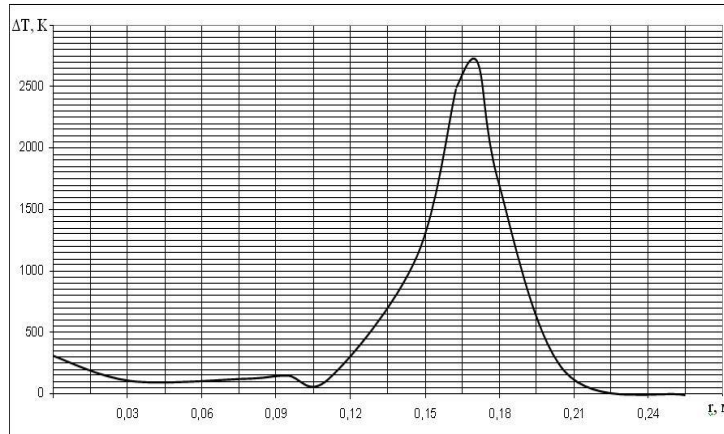


Рис. 2. Изменение разности температур между слоями шлаковой ванны на половине ее глубины, по радиусу

Максимальное значение температуры наблюдается в области при  $r = r_3$ , и в этой периферийной зоне электрода выделяется максимум энергии и происходит перегрев шлака. При внешнем теплообмене этот пик перегрева сглаживается, но анизотропия температурного поля остается очень значительная. Как отмечено в работах [1, 2] замеры температуры проводились путем просвечивания ванны рентгеновским лучом и по степени затемнения пятна луча на пленке определяли температуру. Следует заметить, что луч, проходя по диаметру ванны, дает интегральную характеристику затемнения пятна на пленке. При наличии внешнего теплообмена эта температура будет ниже, и что соответствует экспериментальным данным работ [5, 6].

В результате исследований, проведенных в данной работе можно сделать следующие выводы: подтверждено предположение о значительной анизотропии энергетического поля в шлаке. Выявлено наличие зоны, где энергия не генерируется, и зоны перегрева шлака – на периферии торца расходимого электрода, что приводит к оплавлению электрода в виде конуса.

#### Библиографический список

1. Воскобойников, В.Г. Общая металлургия / В.Г. Воскобойников и др. – 6-изд., перераб. и доп. – М.: ИКЦ «Академкнига», 2005 – 768 с.
2. Поволоцкий, Д.Я. Физико-химические основы процессов производства стали: Учебное пособие для вузов / Д.Я. Поволоцкий. – Челябинск: Изд-во ЮУрГУ, 2006. – 183 с.
3. Клюев, М.М. Электрошлаковый переплав / М.М. Клюев и др. – М.: Металлургия, 1984. - 208 с.

4. Маринский, Г.С. Тепловые процессы при электрошлаковом переплаве / Г.С. Маринский, В.Л. Шевцов, Б.И. Медовар и др. - Киев: Наук. думка, 1978. – 303 с.
5. Йоши, С. Электрошлаковый переплав / С. Йоши, А. Митчел. – Киев: Наукова думка, 1973. – С. 168–180.
6. Панин, В.В. / В.В. Панин, О.В. Беровский, И.С. Ивахненко // Изв. АН СССР. Metallургия и горное дело. – 1963. – № 6. – С. 90–95.