EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. 19. KÕIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1970, NR. 4

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 19
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1970, № 4

https://doi.org/10.3176/phys.math.1970.4.12

А. МАРТИНС

РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ ШЛАКОВОГО СЛОЯ НА СТЕНКАХ ТОПКИ

Слой шлака на стенках топок с жидким шлакоудалением вызывает инертность этих топок в отношении регулировки. Судя по литературе этот вопрос еще мало изучен. Существующие расчетные схемы трудноиспользуемы и содержат ряд неточностей. Например, расчетная схема Р. Долежела [1] содержит некоторые труднонаходимые константы. М. Лившиц и А. Кореннова [2] не учитывают изменения толщины шлакового слоя при нестационарных тепловых режимах. На основе предлагаемой нами расчетной схемы можно легче и точнее рассчитать нестационарные тепловые режимы шлакового слоя.

Продолжительность нестационарного теплового режима топки с жидким шлакоудалением в основном определяется тепловыми и гидродинамическими изменениями в слое шлака на стенках топки, происходящими после изменения ее нагрузки. Изменения в шлаковом слое можно разделить на два следующих друг за другом процесса [1]: 1) увеличение теплосодержания всего шлакового слоя и плавление части застывшего слоя; 2) вытекание расплавленного шлака из топки и стабилизация толщины жидкого шлакового слоя. Если первый из вышеприведенных процессов происходит значительно быстрее, чем второй, то продолжительности этих процессов при упрощенных расчетах можно рассчитывать раздельно.

В дальнейшем будут использованы следующие обозначения:

a, b_A, b', p, ω, n — характерные коэффициенты вязкости сланцевых шлаков [7];
$\alpha_р$ — коэффициент теплообмена излучением, *вт/м град* [7];
c — теплоемкость шлака, *кдж/м³ град*;
C — коэффициент излучения, *вт/м² град⁴*;
G_s — интенсивность сепарации шлака, *кг/м² сек* [7];
B — расход топлива, *кг/сек*;
$Q^р_н$ — низшая теплота сгорания рабочего топлива, *кдж/кг*;
q^* — теплота плавления, *кдж/кг*;
$q_{тл}$ — количество тепла, содержащееся в поступившем в топку топливе, *кдж/кг*;
$q_в$ — количество тепла, содержащееся в подаваемом для горения воздухе, *кдж/кг*;
$F_т$ — тепловоспринимающая поверхность стен топки, *м²*;
δ_x, $\delta_{x\Sigma}$ — толщины слоев жидкого шлака, *м* [7];
δ_{xl} — общая толщина шлакового слоя, *м* [7, 9];
$\bar{w}_x$, $\bar{w}_{x\Sigma}$ — средние скорости течения шлакового слоя, *м/сек* [7];

x — расстояние от верхнего края стенки топки, *м*;
P — периметр топки, *м*;
$T_{теор}$, T_f, $T_{ух}$ — соответственно теоретическая температура горения, средняя температура факела и температура продуктов горения в конце топки, °К;
T' — температура при бесконечно большой вязкости шлака, °К;
$\tau_{пв}$ — время, необходимое для увеличения теплосодержания шлакового слоя и частичного плавления его застывшей части, *сек*;
$\tau_{ст}$ — время, необходимое для вытекания расплавленного шлака из топки и стабилизации толщины жидкого шлакового слоя, *сек*;
λ — коэффициент теплопроводности, *вт/м град*;
γ — плотность шлака, *кг/м*^{3};
ξ — синус угла наклона поверхности топки к горизонтали;
m — показатель степени, значения которого см. [10].

Индексы:

1 — жидкая часть шлакового слоя;
2 — застывшая часть шлакового слоя;
I — первый стабильный тепловой режим топки;
II — второй стабильный тепловой режим топки.

Для расчета времени, необходимого для увеличения теплосодержания шлакового слоя и частичного плавления его застывшей части, выбираем координаты x, y так, чтобы ось x была расположена на внешней поверхности жидкой пленки и направлена в сторону стекания жидкого шлака. В этом случае математическая постановка задачи будет следующей [3]:

$$c_1\gamma_1\partial T_1/\partial\tau = \lambda_1\partial^2 T_1/\partial y^2 \quad (\tau > 0,\ 0 < y < \delta_x), \tag{1}$$

$$c_2\gamma_2\partial T_2/\partial\tau = \lambda_2\partial^2 T_2/\partial y^2 \quad (\tau > 0,\ \delta_x < y < \delta_{xl}), \tag{2}$$

$$T_1(y, 0) = f_1(y), \tag{3}$$

$$T_2(y, 0) = f_2(y), \tag{4}$$

$$(\partial T_1/\partial y)_{y=0} = \alpha_p[T_f - T_1(0,\tau)]/\lambda_1, \tag{5}$$

$$(\partial T_2/\partial y)_{y=\delta_{xl}} = 0, \tag{6}$$

$$T_1(\delta_x, \tau) = T_2(\delta_x, \tau) = T', \tag{7}$$

$$q^*\gamma_2 d\delta_x/d\tau = \lambda_1(\partial T_1/\partial y)_{y=\delta_x} - \lambda_2(\partial T_2/\partial y)_{y=\delta_x}. \tag{8}$$

Так как эта задача содержит известное условие Стефана [4], уравнение (8), то точных аналитических решений указанного типа задач за редким исключением получить не удается. Поэтому используем приближенный метод Л. Лейбензона [5].

Преобразуем сначала условие (8). Для этого обе части уравнения (1) проинтегрируем в пределах от 0 до δ_x

$$\lambda_1(\partial T_1/\partial y)_{y=0} - \lambda_1(\partial T_1/\partial y)_{y=\delta_x} = c_1\gamma_1\int\limits_0^{\delta_x}(\partial T_1/\partial\tau)\,dy, \tag{9}$$

а уравнение (2) — от δ_x до δ_{xl}

$$\lambda_2(\partial T_2/\partial y)_{y=\delta_x} - \lambda_2(\partial T_2/\partial y)_{y=\delta_{xl}} = c_2\gamma_2 \int_{\delta_x}^{\delta_{xl}} (\partial T_2/\partial \tau)\, dy. \tag{10}$$

Исходя из выражений (9) и (10) и граничного условия (6), можем условие Стефана (8) переписать в виде

$$q^*\gamma_2 d\delta_x/d\tau = \lambda_1(\partial T_1/\partial y)_{y=0} - c_1\gamma_1 \int_0^{\delta_x} (\partial T_1/\partial \tau)\, dy - c_2\gamma_2 \int_{\delta_x}^{\delta_{xl}} (\partial T_2/\partial \tau)\, dy. \tag{11}$$

Учитывая, что

$$\partial T/\partial \tau = (\partial T/\partial \delta_x)(\partial \delta_x/\partial \tau) \quad \text{и} \quad \gamma_1 \approx \gamma_2 = \gamma,$$

условие (11) можно написать следующим образом:

$$\gamma[q^* + c_1 \int_0^{\delta_x} (\partial T_1/\partial \delta_x)\, dy + c_2 \int_{\delta_x}^{\delta_{xl}} (\partial T_2/\partial \delta_x)\, dy] \partial \delta_x/\partial \tau = \lambda_1(\partial T_1/\partial y)_{y=0}. \tag{12}$$

Жидкий и застывший шлаковые слои являются относительно тонкими, и распределение температур в них можно считать линейным [6, 7]. В этом случае найдем одно из возможных приближенных решений задачи (1)—(8).

Линейное распределение температур в жидком слое шлака при выполнении условия (5) следующее:

$$T_1(y, \tau) = T' + (T_f - T')(\delta_x - y)/(\lambda_1/\alpha_p + \delta_x). \tag{13}$$

Линейное распределение температур в застывшем шлаковом слое выражается на основе условий (6) и (7) в виде

$$T_2(y, \tau) = [(\delta_{xl} - y)T' + (y - \delta_x)T_2(\delta_{xl}, \tau)]/(\delta_{xl} - \delta_x). \tag{14}$$

Используя (13) и (14), вычисляем выражения, входящие в уравнение (12):

$$\int_0^{\delta_x} (\partial T_1/\partial \delta_x)\, dy = (T_f - T')[1 - \lambda_1^2/\alpha_p^2(\lambda_1/\alpha_p + \delta_x)^2]/2, \tag{15}$$

$$\int_{\delta_x}^{\delta_{xl}} (\partial T_2/\partial \delta_x)\, dy = [T' - T_2(\delta_{xl}, \tau)]/2, \tag{16}$$

$$[\partial T_1(0, \tau)/\partial y]_{y=0} = (T_f - T')/(\lambda_1/\alpha_p + \delta_x). \tag{17}$$

Подставляя (15), (16), (17) в (12), получим уравнение

$$\partial \tau/\partial \delta_x = [a(\lambda_1/\alpha_p + \delta_x - b/(\lambda_1/\alpha_p - \delta_x)], \tag{18}$$

где

$$a = 3600\gamma\{q^*/(T_f - T') + c_1/2 + c_2[T' - T_2(\delta_{xl}, \tau)]/(2T_f - 2T')\}/\lambda_1$$

и

$$b = 1800 c_1 \gamma \lambda_1/\alpha_p^2.$$

После интегрирования левой части уравнения (18) в пределах от 0 до $\tau_{пв}$ и его правой части в пределах от $\delta_{x\mathrm{I}}$ до $\delta_{x\Sigma}$, получаем следующее решение:

$$\tau_{пв} = a[(\lambda_1/\alpha_p + \delta_{x\Sigma})^2 - (\lambda_1/\alpha_p + \delta_{x\mathrm{I}})^2]/2 + \\ + b \ln[(\lambda_1/\alpha_p + \delta_{x\Sigma})/(\lambda_1/\alpha_p + \delta_{x\mathrm{I}})]. \tag{19}$$

Для упрощенного расчета в р е м е н и, н е о б х о д и м о г о д л я в ы т е к а н и я р а с п л а в л е н н о г о ш л а к а и з т о п к и и с т а б и л изации толщины жидкого шлакового слоя, можно использовать уравнение непрерывности жидкого шлакового слоя стабильной толщины [6], дополняя это уравнение членом, который учитывает изменение во времени толщины жидкого шлакового слоя

$$\gamma \bar{w}_{x\Sigma}\delta_{x\Sigma} = G_{s\text{II}}x + \gamma\,|(\Delta\delta_{xl})_{\tau=\infty}|\cdot x/\tau_{\text{ст}}. \tag{20}$$

Отсюда

$$\tau_{\text{ст}} = \gamma|(\Delta\delta_{xl})_{\tau=\infty}|\cdot x/(\gamma\bar{w}_{x\Sigma}\delta_{x\Sigma} - G_{s\text{II}}\cdot x). \tag{21}$$

Чтобы использовать формулы (19) и (21), надо еще знать общую толщину слоя жидкого шлака ($\delta_{x\Sigma}$) и среднюю скорость стекания этого слоя ($\bar{w}_{x\Sigma}$) после частичного расправления застывшего слоя, а также изменение общей толщины шлакового слоя ($(\Delta\delta_{xl})_{\tau=\infty}$) после стабилизации теплового режима топки.

Нетрудно видеть, что при линейном распределении температур в шлаковом слое увеличение толщины слоя жидкого шлака выражается в виде

$$\begin{aligned}(\Delta\delta_x)_{\delta_{xl}=\text{const}} &= \\ = \delta_{x\text{I}}(\lambda_1+\lambda_2)\,[T' - T_2(\delta_{xl},\tau)]\,&[\Delta T_1(0,\tau)]_{\delta_{xl}=\text{const}}/2\lambda_1[T_1(0,\tau)-T']\times \\ &\times[T_1(0,\tau)-T_2(\delta_{xl},\tau)].\end{aligned} \tag{22}$$

Для вычисления изменения температуры внешней поверхности жидкого шлакового слоя $[(\Delta T_1)_{\delta_{xl}=\text{const}}]$ в формуле (22) надо исходить из следующих уравнений теплообмена топки:

$$Q = B(Q_{\text{н}}^{\text{р}} + q_{\text{в}} + q_{\text{тл}})\,[1-(T_{\text{ух}}/T_{\text{теор}})^m], \tag{23}$$

$$Q = F_{\text{т}}C[T_f^4 - T_1^4(0,\tau)], \tag{24}$$

$$Q = F_{\text{т}}\lambda_{\text{ср}}[T_1(0,\tau) - T_2(\delta_{xl},\tau)]/\delta_{x\text{II}}. \tag{25}$$

Если топливная нагрузка топки изменяется на величину ΔB, то при умеренном изменении передаваемого стенкам топки количества тепла можем записать

$$\Delta Q = (Q_{\text{н}}^{\text{р}} + q_{\text{в}} + q_{\text{тл}})\,[(T_{\text{теор}}^m - T_{\text{ух}}^m)\Delta B - mBT_{\text{ух}}^{m-1}\Delta T_{\text{ух}}]/T_{\text{теор}}^m, \tag{26}$$

$$\Delta Q = 4F_{\text{т}}C[T_f^3\Delta T_f - T_1^3(0,\tau)\,(\Delta T_1)_{\delta_{xl}=\text{const}}], \tag{27}$$

$$\Delta Q = F_{\text{т}}\lambda_{\text{ср}}(\Delta T_1)_{\delta_{xl}=\text{const}}/\delta_{x\text{II}}. \tag{28}$$

Если для расчета средней температуры топки использовать следующую формулу [8]:

$$T_f = T_{\text{теор}}^{1/2}T_{\text{ух}}^{1/2}, \tag{29}$$

то

$$\Delta T_f = T_{\text{теор}}^{1/2}\Delta T_{\text{ух}}/2T_{\text{ух}} \tag{30}$$

и

$$\Delta T_f/T_f = \Delta T_{\text{ух}}/2T_{\text{ух}}^{1/2}. \tag{31}$$

На основе формул (23)—(28) и (31) после соответствующих преобразований получим

$$[\Delta T_1(0,\tau)]_{\delta_{xl}=\text{const}} = \Delta B[T_1(0,\tau) - T_2(\delta_{xl},\tau)]/[B(1+M/R)] = \\ = (G_{s\text{II}}/G_{s\text{I}} - 1)[T_1(0,\tau) - T_2(\delta_{xl},\tau)]/(1+M/R), \tag{32}$$

где

$$M = mT_{\text{ух}}^m[T_f^4 + 3T_1(0,\tau) - 4T_1^3(0,\tau)T_2(\delta_{xl},\tau)]$$

и

$$R = 2T_f^4(T_{\text{теор}}^m - T_{\text{ух}}^m).$$

Подставляя (32) в (22), получим окончательно

$$(\Delta\delta_x)_{\delta_{xl}=\text{const}} = (G_{s\text{II}}/G_{s\text{I}} - 1)(\lambda_1+\lambda_2)[T' - T_2(\delta_{xl},\tau)]\delta_{x\text{I}}: \\ :\{2\lambda_1[T_1(0,\tau) - T'](1+M/R)\}. \tag{33}$$

Теперь можем записать формулы для общей толщины слоя жидкого шлака и для средней скорости стекания этого слоя. Соответственно

$$\delta_{x\Sigma} = \delta_{x\text{I}}\{1 + (G_{s\text{II}}/G_{s\text{I}} - 1)(\lambda_1+\lambda_2)[T' - T_2(\delta_{xl},\tau)]: \\ :2\lambda_1[T_1(0,\tau) - T'](1+M/R)\}, \tag{34}$$

$$\bar{w}_{x\Sigma} = \gamma\xi n(\lambda_2/\lambda_1)^n\delta_{x\Sigma}^{n+2}[T' - T_2(\delta_{xl},\tau)]^n\cdot 200\times \\ \times(\delta_{x\text{II}} - \delta_{x\Sigma})^{-n}[(pb_A - b')\exp(a\omega)]^{-n-1}[(n+1)(n+2)(n+3)]^{-1}. \tag{35}$$

Изменение общей толщины шлакового слоя зависит главным образом от общего количества расплавленного шлака, от условий теплообмена и от свойств стекаемого шлака.

При первоначальном стационарном режиме жидкого шлакоудаления из топки вытекает следующее количество шлака:

$$G = \gamma\cdot P\cdot\delta_{x\text{I}}\cdot\bar{w}_{x\text{I}} = \gamma^2\xi P(\lambda_2/\lambda_1)^n[T' - T(0,\tau)]\delta_{x\text{I}}^{n+3}\cdot 200\times \\ \times(\delta_{x\text{II}} - \delta_{x\text{I}})^{-n}[(pb_A - b')\exp(a\omega)]^{-n-1}[(n+1)(n+2)(n+3)]^{-1}. \tag{36}$$

После нагревания шлакового слоя и его частичного расплавления количество вытекающего шлака увеличивается на следующую величину:

$$\Delta G = \gamma^2\xi P(\lambda_2/\lambda_1)^n[T' - T_2(0,\tau)]^n\cdot 200\cdot\delta_{x\text{I}}^{n+3}[(n+3)/\delta_{x\text{I}} - n/(\delta_{x\text{II}} - \delta_{x\text{I}})]\times \\ \times\Delta\delta_{x\text{I}}[(pb_A - b')\exp(a\omega)]^{-n-1}[(n+1)(n+2)(n+3)]^{-1}. \tag{37}$$

Относительное увеличение количества вытекающего шлака получается на основе выражений (36) и (37)

$$\Delta G/G = N\Delta\delta_{x\text{I}}/\delta_{x\text{I}}, \tag{38}$$

где

$$N = (\delta_{xl} - \delta_{x\text{I}})^{n-2}[n + 3 - n\delta_{x\text{I}}/(\delta_{x\text{II}} - \delta_{x\text{I}})].$$

Если принимать в качестве основной формулу общей толщины шлакового слоя из [9], то относительное изменение толщины жидкого шлакового слоя выражается изменением относительной толщины общего шлакового слоя при помощи следующей формулы:

$$\Delta\delta_x/\delta_{x\text{I}} = e[\Delta T_1(0,\tau)]_{\delta_{xl}=\text{const}} + \Delta\delta_{xl}/\delta_{x\text{II}}, \tag{39}$$

где
$$e = \lambda_2[T' - T_2(\delta_{xl}, \tau)]\{\lambda_1[T_1(0,\tau) - T'] + \lambda_2[T' - T_2(\delta_{xl}, \tau)]\}^{-1} \times$$
$$\times [T_1(0,\tau) - T']^{-1}.$$

Учитывая, что
$$(\Delta G/G)_{\tau=\infty} = \Delta B/B = G_{s\text{II}}/G_{s\text{I}} - 1,$$
можем на основе формул (38) и (39) написать
$$\Delta B/B = N\{e[\Delta T_1(0,\tau)]_{\delta_{xl}=\text{const}} + \Delta\delta_{xl}/\delta_{x\text{II}}\}. \quad (40)$$

При помощи формул (23)—(28), (31) и (40) найдем изменение толщины общего шлакового слоя
$$(\Delta\delta_{xl})_{\tau=\infty} = -\Delta B\delta_{x\text{II}}(Re - U/N)/[B(U + eS)], \quad (41)$$
где
$$U = (M + R)/[T_1(0,\tau) - T_2(\delta_{xl}, \tau)]$$
и
$$S = mT_{\text{ух}}^{m}[T_f^4 - T_1^4(0,\tau)] + R.$$

Контрольные расчеты по формулам (19) и (21) показали, что для реальных топок с жидким шлакоудалением $\tau_{\text{пв}} \approx (10 \div 10^2)$ *сек* и $\tau_{\text{ст}} \approx (10^2 \div 10^3)$ *сек*, причем $\tau_{\text{ст}}/\tau_{\text{пв}} \approx 2{,}5 \div 5{,}0$. Это показывает, что приведенной расчетной схемой можно пользоваться при упрощенных расчетах, так как $\tau_{\text{ст}} > \tau_{\text{пв}}$, как мы в начале и предполагали. Расчеты также подтверждают, что топки с жидким шлакоудалением имеют плохие кинетические показатели.

Полученные в статье расчетные формулы выведены для случая шлаков эстонского сланца, но приведенная расчетная схема годится и для шлаков других топлив.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dolezal R., MVGB, 70, Febr., 35 (1961).
2. Лившиц М. А., Коренновa А. И., Теплоэнергетика, № 2, 5 (1968).
3. Лыков А. В., Теория теплопроводности, М., 1967, с. 422.
4. Рубинштейн Л. И., Проблема Стефана, Рига, 1967, с. 6.
5. Лейбензон Л. С., Сб. тр., 4, М., 1955, с. 337.
6. Мартинс А. А., В сб.: Топливо и котельные установки, Таллин, 1954, с. 59.
7. Мартинс А., Изв. АН ЭССР, Сер. физ.-матем. и техн. н., 15, 569 (1966).
8. Михеев М. А., Основы теплопередачи, М.—Л., 1956, с. 197.
9. Мартинс А., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 16, 108 (1967).
10. Uuesoo R., ENSV TA Toim., Tehn. ja Füüs.-Matem. Tead. Seeria, 7, 44 (1958).

Институт термофизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
12/XI 1969

A. MARTINS

VEDELŠLAKIKIHI MITTESTATSIONAARSETE SOOJUSLIKE REŽIIMIDE ARVUTAMINE

Artiklis vaadeldakse vedelšlakikolde seintele moodustunud šlakikihis toimuvaid soojuslikke ja hüdrodünaamilisi protsesse mittestatsionaarse soojusevahetuse tingimustes. On tuletatud valemid (19) ja (21) šlakikihist tingitud mittestatsionaarsete protsesside ajalise pikkuse määramiseks. Esitatud lihtsustatud arvutusskeem võimaldab küllaldase täpsusega ette ära määrata kolde seintele moodustunud šlakikihi mõju kolde koormuse reguleerimisele. Saadud arvutusvalemid on kasutatavad põlevkivišlakkide puhul, arvutusskeem ise aga on rakendatav ka kõigi teiste kütuste šlakkide mõju määramiseks.

A. MARTINS

CALCULATION OF UNSTABLE THERMAL REGIMES OF A LIQUID SLAG LAYER

This paper is concerned with the thermal and hydrodynamical processes of a slag layer in unstable heat exchange conditions on the surfaces of furnace. Equations for calculating the continuance of unstable thermal regimes in the slag layer (19 and 21) have been obtained. By these equations it is possible to determine with sufficient accuracy the influence of the slag layer on the regulation of the thermal load of the furnace. The equations in this paper are in force for the Estonian oil shale slag, but the calculation scheme may be used for other fuel slags as well.

LÜHIUURIMUSI * КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. 19. KÖIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1970, NR. 4

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 19
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1970, № 4

Э. РАЙК

СРАВНЕНИЕ РЕШЕНИЙ В РАЗЛИЧНЫХ ПОСТАНОВКАХ ЗАДАЧ СТОХАСТИЧЕСКОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ

E. RAIK. ERINEVALT PÜSTITATUD STOHHASTILISE PROGRAMMEERIMISE ÜLESANNETE LAHENDITE VORDLUS

E. RAIK. COMPARISON OF SOLUTIONS IN DIFFERENT FORMULATIONS OF THE STOCHASTIC PROGRAMMING PROBLEMS

1. Рассмотрим проблему минимизации действительной функции $f(x)$ по n-мерному вектору x с функцией ограничения, зависящей от случайного вектора η с конечным математическим ожиданием. Исходя из физико-вероятностных соображений, задачу можно сформулировать разным образом. Распространены P-модели и E-модели задач, где P-модель формулируется следующим образом:

$$\inf_x f(x) = f_\alpha \tag{1}$$

при условии

$$P[g(x,\eta) \leqslant 0] \geqslant \alpha. \tag{2}$$

В формулировке E-модели используем те же функции $f(x)$ и $g(x,\xi)$, тогда

$$\inf_x f(x) = f \tag{3}$$

при условии

$$Eg(x,\eta) \leqslant 0. \tag{4}$$