

*Władysław Kuczewski*

## **Próba udowodnienia wpływu stopnia zaczernienia żużła płynnego na ilość ciepła przekazywanego mu promieniowaniem spalin w piecu martenowskim**

W pracy niniejszej omówiono rolę żużła w procesie martenowskim jako czynnika pośredniczącego przy przekazywaniu ciepła z płomienia do kąpieli. Jako podstawę do obliczeń podano teorię wymiany promieniowania Timofiejewa według książki pt. *Металлургические печи* (Москва 1951). Teoria ta dała podstawę do obliczeń wykazujących doniosłą rolę stopnia zaczernienia żużła przy wymianie ciepła w topnisku pieca martenowskiego. Praca niniejsza wykazuje celowość badań nad związkiem między stopniem zaczernienia płynnego żużła a jego składem chemicznym.

### **1. Wstęp**

Rola żużła w piecu martenowskim bynajmniej nie ogranicza się — jak w każdym procesie metalurgicznym — tylko do wytwarzania żądanych stanów równowagi pomiędzy rozpuszczonymi w metalu płynnym pierwiastkami chemicznymi a ich tlenkami czy siarczkami rozpuszczonymi w żużlu płynnym. W piecu martenowskim żużel gra rolę przede wszystkim przekaźnika ciepła z płonącego gazu do metalu. Wszak wyłącznie od ilości ciepła pochłoniętego przez płynny żużel z płonącego nad nim gazu (czadnicowego, mieszanki gazu wielkopieczowego i koksowego lub innego) zależy temperatura metalu, tym samym szybkość procesu martenowskiego.

Nowoczesne sposoby prowadzenia wytopów w piecach martenowskich ze ściąganiem żużła mają na celu usunięcie z pieca zawartych w nim niepożądanych składników (głównie  $P_2O_5$  i  $SiO_2$ ) przy jednoczesnym ograniczeniu jego masy (grubości warstwy).

Niemniej żaden ze sposobów nie przewiduje całkowitego usunięcia żużła z pieca tak, by metal płynny był wystawiony na bezpośrednie działanie promieni wysyłanych przez płonący gaz, rozżarzone ściany i sklepienie pieca martenowskiego. Tłumaczy się to różną wielkością zdolności absorpcji, zwanej w dalszym ciągu stopniem zaczernienia ( $\epsilon$ ) płynnego żużła i płynnego metalu: podczas gdy dla pierwszego z nich

$\varepsilon_z = 0,57 - 0,65$ <sup>1</sup>, dla drugiego stopień zaczernienia wynosi zaledwie  $\varepsilon_m = 0,35$ <sup>1</sup>. A więc żużel prawie dwa razy lepiej chłonie promieniowanie niż metal, co sprzyja zmniejszeniu zużycia ciepła w piecu na wytopienie 1 tony stali, przedłuża okres pracy pieca i zwiększa jego produkcję przez przyspieszenie wytopów. Oto dlaczego umiejętność wytwarzania żużla określonego składu chemicznego zawsze decyduje o jakości i ilości stali wytapianej w piecu martenowskim. Oto dlaczego należy usilnie zabiegać o znalezienie dla konkretnych warunków wytwórczych takiego chemicznego składu żużla, który by dawał najlepszą jakość stali martenowskiej przy najwyższym stopniu zaczernienia ( $\varepsilon_z$ ).

Bynajmniej nie nowa jest teoria wymiany ciepła w piecach pomiędzy płonącym gazem a płynnym żużłem, rozżarzonymi ścianami i sklepieniem. Teorię tę podajemy poniżej w ślad za znakomitym dziełem pt. *Металлургические печи* (Moskwa 1951), będącym zbiorową pracą wybitnych specjalistów radzieckich pod naukową redakcją prof. dra M. A. Glinkowa. Natomiast za całkiem nową i samodzielną mogłaby tu uchodzić praca zbiorowa Katedry Fizyki Technicznej i Katedry Metalurgii Politechniki Śląskiej mająca na celu ustalenie stopnia zaczernienia różnych żużli w warunkach pieca martenowskiego (przy temperaturze 1500°C) w zależności od ich składu chemicznego. Ma to na celu znalezienie kryteriów należytego kierowania biegiem procesu martenowskiego na podstawie zmierzonego metodą pospieszną stopnia zaczernienia żużla ( $\varepsilon_z$ ).

W referacie niniejszym z pewnych względów nie podajemy ani opisu metody pomiarów stopnia zaczernienia żużla, ani otrzymanych za jej pomocą wyników.

Zamierzamy jedynie z obliczonej metodą radziecką ilości ciepła przekazywanego z płonącego gazu i spalin żużłowi wyciągnąć wniosek co do roli stopnia zaczernienia żużla w procesie martenowskim i ocenić tę rolę liczbowo.

## 2. Wymiana ciepła między gazem a otaczającymi go ściankami

Przy rozpatrywaniu warunków wymiany ciepła między gazami a żużłem w piecach martenowskich można rozróżnić trzy formy przepływu ciepła. Pierwszą z nich posiadającą podstawowe znaczenie jest promieniowanie ciągłe cząstek świecących, tzw. płomienia świecącego. Drugą występującą szczególnie silnie w końcowych partiach płomienia jest promieniowanie selektywne powstającej przy spalaniu pary wodnej i bezwodnika węglowego. Trzecią wreszcie formą mającą podrzędne znaczenie jest przepływ ciepła przez konwekcję bezpośrednio z gazów do powierzchni żużla. Ponieważ rola współczynnika zaczernienia żużla ( $\varepsilon_z$ ) jest identyczna

<sup>1</sup> Edmund Romer, *Pomiary temperatury w technice*, Wrocław 1951, str. 160.

przy promieniowaniu płomienia świecącego i płomienia pary wodnej i bezwodnika węglowego, a promieniowanie  $\text{CO}_2$  i  $\text{H}_2\text{O}$  jest znacznie głębiej zbadane, oprzemy się wyłącznie w dalszych rozumowaniach na roli żużla przy promieniowaniu selektywnym  $\text{CO}_2$  i  $\text{H}_2\text{O}_{\text{para}}$ .

Ilość energii wypromieniowywanej przez dwutlenek węgla i parę wodną wzrasta wraz z temperaturą bezwzględną gazu. Lecz wzrost ten jest mniejszy od wymaganego przez prawo czwartych potęg temperatur bezwzględnych, gdyż przy temperaturach spotykanych w piecach metalurgicznych podstawowe pasma widm promieniowania  $\text{CO}_2$  i  $\text{H}_2\text{O}_{\text{para}}$  znajdują się w zakresie fal dłuższych od fal największego natężenia promieniowania ciała czarnego. A więc, im wyżej kształtuje się temperatura w piecu, tym bardziej w kierunku fal krótszych oddala się maksimum natężenia promieniowania gazów, w którym  $\text{CO}_2$  i  $\text{H}_2\text{O}$  mogą wypromieniowywać energię. Jednak dla uproszczenia obliczeń przyjmuje się, że promieniowanie  $\text{CO}_2$  i  $\text{H}_2\text{O}_{\text{para}}$  podlega prawu Stefana-Boltzmann'a i że stopień zaczerpnienia gazów zależy od temperatury.

Przy wszelkich obliczeniach wymiany ciepła za pomocą promieniowania między gazem a otaczającymi go ściankami należy uprzednio wyznaczyć stopień zaczerpnienia gazu, zależny od temperatury, ciśnienia częściowych  $\text{CO}_2$  i  $\text{H}_2\text{O}_{\text{para}}$  oraz od przeciętnej efektywnej długości drogi przepływu promieniowania  $S_{\text{ef}}$ , która głównie charakteryzuje wymiary przestrzeni gazowej emitującej promieniowanie. Ciśnienia  $P_{\text{CO}_2}$  i  $P_{\text{H}_2\text{O}}$  zazwyczaj są znane z obliczenia spalania gazu. Wielkość  $S_{\text{ef}}$  (w metrach) może być znaleziona według danych A. S. Niewskiego z wzoru (przybliżonego):

$$S_{\text{ef}} = \eta_g \frac{4V}{F}, \quad (1)$$

gdzie

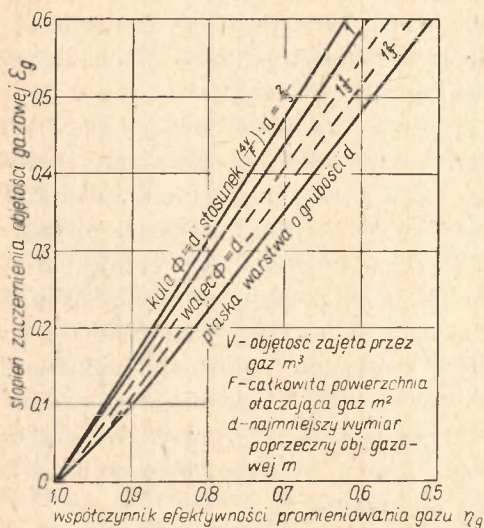
$V$  — objętość przestrzeni zawierającej płonący gaz w  $\text{m}^3$ ,

$F$  — powierzchnia wszystkich ścianek, które ograniczają tę objętość, w  $\text{m}^2$ ,

$\eta_g$  — współczynnik efektywności promieniowania gazu, charakteryzujący tę część wypromieniowywanej przez gaz energii, która dosięga ścianek.

Wielkość tego współczynnika zależy od stopnia zaczerpnienia płonącego gazu, którego na razie nie znamy, jak też od formy przestrzeni gazowej. Zależność graficzną podaje rys. 1, zaczerpnięty z prac A. S. Niewskiego.

W obliczeniach wstępnych można przyjmować orientacyjnie  $\eta_g = 0,9$ , po znalezieniu zaś stopnia zaczerpnienia płonącego gazu ( $\epsilon_g$ ) można wyznaczyć  $\eta_g$  bardziej dokładnie i ze wzoru (1) znaleźć  $S_{\text{ef}}$ . Zależność  $\eta_g$



Rys. 1. Współczynnik efektywności promieniowania gazu w zależności od kształtu objętości gazowej i stopnia zaczernienia gazu

Teoretycznie można byłoby przypuszczać, że stopień zaczernienia objętości zawierającej płonący gaz będzie w równym stopniu zależał od ciśnienia częściowego gazów wypromieniowujących ciepło, jak i od efektywnej długości drogi promieniowania. Doświadczenie jednak wykazuje, że to przypuszczenie znajduje potwierdzenie w odniesieniu do promieniowania dwutlenku węgla, natomiast nie jest słuszne w odniesieniu do promieniowania pary wodnej, dla której ciśnienie częściowe wpływa na stopień zaczernienia znacznie silniej od efektywnej długości drogi promieniowania. Okoliczność tę w obliczeniach uwzględnia się przez wprowadzenie odpowiedniej poprawki (mnożnika, patrz rys. 2).

Dla określenia stopnia zaczernienia  $\epsilon_{CO_2}$  i  $\epsilon_{H_2O}$  w zależności od efektywnej długości drogi promieniowania, ciśnienia częściowego promieniujących gazów oraz ich temperatury różni autorzy ułożyli szereg wykresów. Najbardziej pewne — według opinii M. A. Glinkowa i D. W. Budrina — są wykresy ułożone przez W. N. Timofiejewa i E. S. Karasińa (patrz rys. 3 i 4).

Rysunek 3 służy do wyznaczania stopnia zaczernienia  $CO_2$ . Rysunek 4 daje warunkowy stopień zaczernienia pary wodnej ( $\epsilon'_{H_2O}$ ), który dla znalezienia  $\epsilon_{H_2O}$  należy pomnożyć przez pewien współczynnik poprawkowy  $\xi$ , znajdujący z rys. 2

$$\epsilon_{H_2O} = \xi \epsilon'_{H_2O}. \quad (2)$$

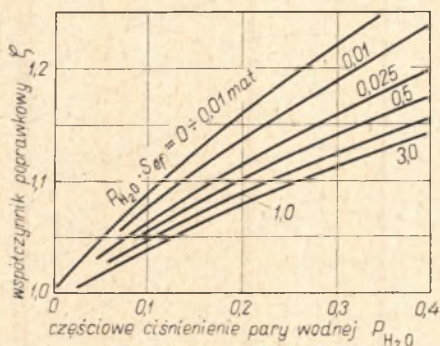
od  $\epsilon_g$  pochodzi stąd, że przy znacznym stopniu zaczernienia promieniowanie warstw zewnętrznych niewiele przewyższa absorpcję w tych warstwach promieniowania warstw środkowych. Tym samym przyrost natężenia promieniowania z grubością jest niewielki. Natomiast przy małym stopniu zaczernienia promieniowanie warstw środkowych ulega nieznacznemu osłabieniu w warstwach zewnętrznych dodając swoją energię do energii wypromieniowanej przez warstwy zewnętrzne. Dzięki temu wpływ grubości jest tu znaczny.

Dla warstwy gazu o grubości  $h$  w warunkach pieca martenowskiego  $S_{ef} = 1,8 h$ .

Po dodaniu znalezionych z wykresu wielkości  $\varepsilon_{\text{CO}_2}$  i  $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}$  otrzymuje się całkowity potrzebny do obliczeń stopień zaczerwienia gazów:

$$\varepsilon_g = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (3)$$

Rozważmy, w jaki sposób zachodzi wymiana ciepła za pomocą promieniowania między gazem o temperaturze  $T_g$  °K a ścianami, które ze wsząd otaczają gaz i mają temperaturę  $T_s$  °K. Oznaczamy przez  $\varepsilon_g$  i  $\varepsilon_s$  stopień zaczerwienia gazu przy temperaturze samego gazu i przy temperaturze otaczających go ścianek. Stopień zaczerwienia samych ścianek oznaczamy przez  $\varepsilon_{ss}$  oraz stałą promieniowania czarnego przez  $C_0$  (kcal/m<sup>2</sup>, h, (°K)<sup>4</sup>).



Rys. 2. Poprawkowy współczynnik dla otrzymania właściwego stopnia zaczerwienia pary wodnej ( $E_{\text{H}_2\text{O}} = \xi E'_{\text{H}_2\text{O}}$ )

Ilość ciepła wypromieniowywanego przez gaz na jednostkę powierzchni ścianek w jednostce czasu wynosi:

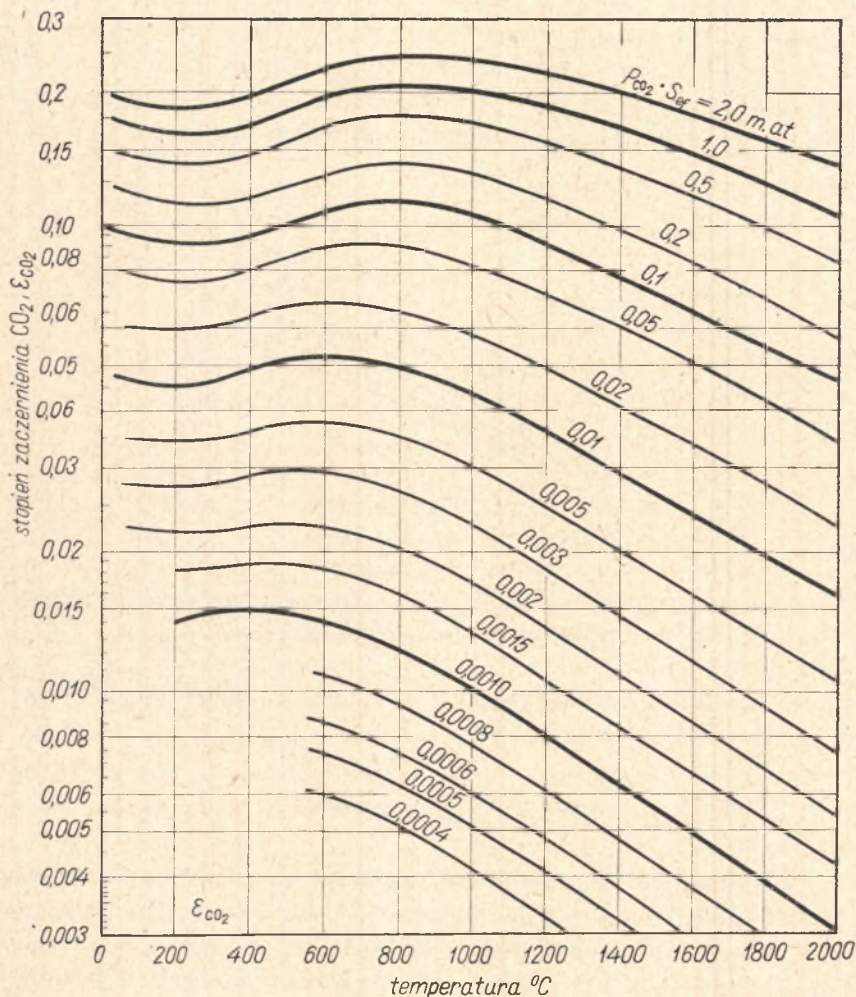
$$q_g = \varepsilon_g C_0 \left[ \frac{T_g}{100} \right]^4 \text{ kcal/m}^2, \text{ h.}$$

Z tej ilości ciepła ścianka pochłania tylko pewną część odpowiadającą jej stopniowi zaczerwienia. Reszta jest odbijana od ścianki z powrotem i częściowo pochłaniana przez gaz, częściowo zaś przechodzi przez niego i znów pada na ściankę, gdzie ponownie zachodzi częściowe pochłanianie i odbijanie energii promieniowania. W sumie gaz oddaje energię promieniowania równą jego emisji pomnożonej przez współczynnik zaczerwienia ściany.

Jednostka powierzchni ścianek w jednostce czasu emituje — ze swej strony — strumień ciepły:

$$q_s = \varepsilon_{ss} C_0 \left[ \frac{T_s}{100} \right]^4 \text{ kcal/m}^2, \text{ h.}$$

z którego jedna część jest pochłaniana przez gaz, druga bez przeszkód przechodzi przez gaz i znów pada na ściankę. Promieniowanie ścianek, którego gaz nie zatrzymał, znów pada na ścianki i częściowo zostaje przez nie pochłonięte, częściowo zaś odbija się w stronę gazu.

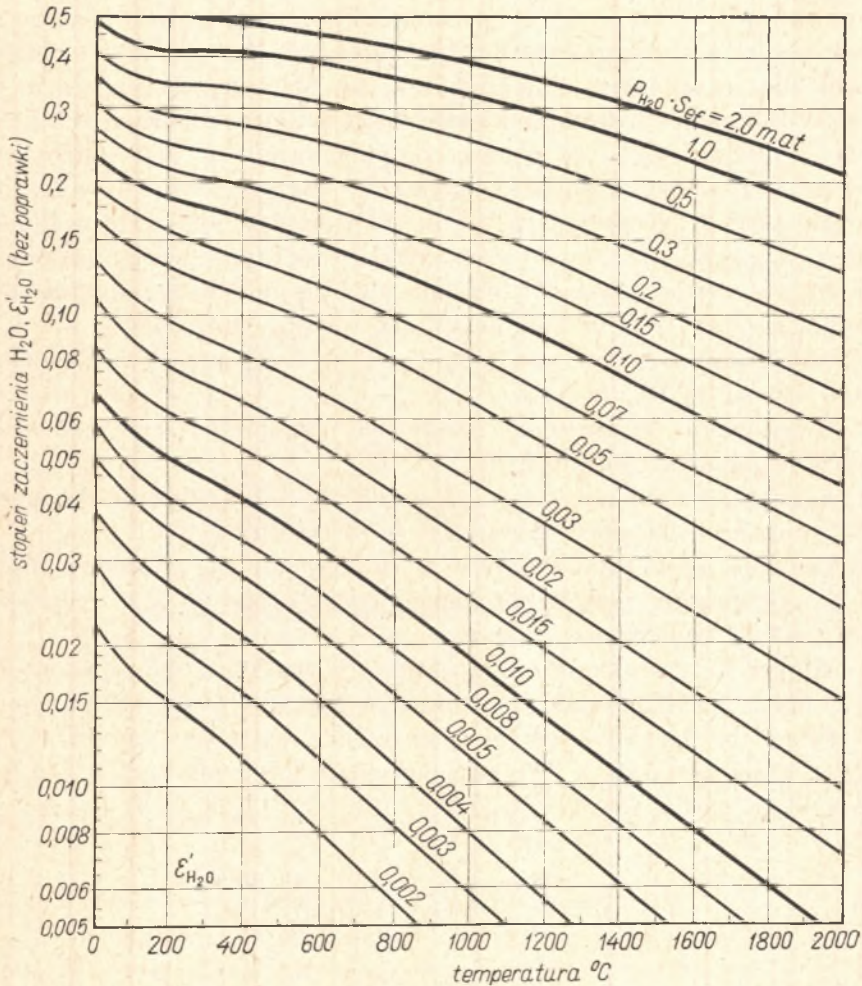


Rys. 3. Stopień zaczerwienienia CO<sub>2</sub>

Przeanalizowawszy cały przebieg tych wielokrotnych procesów pochłaniania, odbijania i przepuszczania energii promieniowania G. L. Polak znalazł następujący wzór do obliczania ilości ciepła przekazywanego za

pomocą promieniowania z gazów do ścianek (lub od ścianek do gazów, jeśli ścianki są gorętsze od gazów):

$$Q_s = \frac{4,96}{\frac{1}{\varepsilon_g} + \frac{1}{\varepsilon_{ss}} - 1} \left[ \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} \left( \frac{T_g}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_s}{100} \right)^4 \right] F \text{ kcal/h.} \quad (4)$$



Rys. 4. Warunkowy stopień zaczerwienia H<sub>2</sub>O

### 3. Wymiana ciepła w topnisku pieca martenowskiego

W topnisku pieca martenowskiego należy odróżnić przynajmniej trzy różne strefy temperatur, pomiędzy którymi istnieje wymiana ciepła za pomocą promieniowania: płonący gaz i spaliny, wyprawa pieca (ściany

i sklepienie) oraz płynny żużel, w okresie zaś topnienia wsadu — jeszcze stały metal (złom). Ponadto istnieje tu również konwekcyjna wymiana ciepła pomiędzy gazami a omywanymi przez nie powierzchniami, jak też straty ciepła powodowane przewodnością wyprawy ogniotrwałej, które wywierają pewien wpływ na wymianę ciepła w topnisku pieca. Szczegółowa i matematycznie ścisła analiza wszystkich procesów wymiany ciepła w topnisku pieca jest wyjątkowo skomplikowana i trudna. Dlatego radzieccy uczeni przy rozpatrywaniu tych procesów dla ułatwienia obliczeń odpowiednio je upraszczają, jednak tak, by nie cierpiała przy tym dokładność obliczenia w stopniu większym od praktycznie dopuszczalnego. Procesy wymiany ciepła za pomocą promieniowania w przestrzeni roboczej pieców grzewczych po raz pierwszy w sposób gruntowny były zbadane przez W. N. Timofiejewa, który wyprowadził wzory do obliczenia wymiany ciepła między gazami piecowymi a wlewkami (metalem) z uwzględnieniem ubocznego przekazywania im ciepła promieniowania przez ściany i sklepienie pieca. W. N. Timofiejew założył przy tym, że:

1) temperatura gazów jest jednakowa w całej przestrzeni roboczej pieca i wynosi  $T_g$  °K;

2) temperatura powierzchni metalu odbierającego ciepło jest wszędzie też jednakowa, równa  $T_m$  °K;

3) natężenie strumieni cieplnych odbitych od ścian lub od metalu jest równomierne na całej odbijającej powierzchni;

4) zdolność absorpcyjna gazów w odniesieniu do własnego i odbitego promieniowania gazów piecowych tudzież metalu jest jednakowa we wszystkich kierunkach i stanowi  $\varepsilon_g$ ;

5) stopień zaczernienia gazu, który charakteryzuje równocześnie jego zdolność pochłaniania i emitowania promieni cieplnych, odnosi się do temperatury gazów, a nie do temperatury ścian czy metalu.

Błąd, który powstaje w wyniku założenia 5, nie przekracza 5%, a wzór (4) przybiera postać (5):

$$Q_s^* = \frac{4,96}{\frac{1}{\varepsilon_{ss}} + \frac{1}{\varepsilon_g} - 1} \left[ \left( \frac{T_g}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_s}{100} \right)^4 \right] F \frac{\text{kcal}}{\text{h}}$$

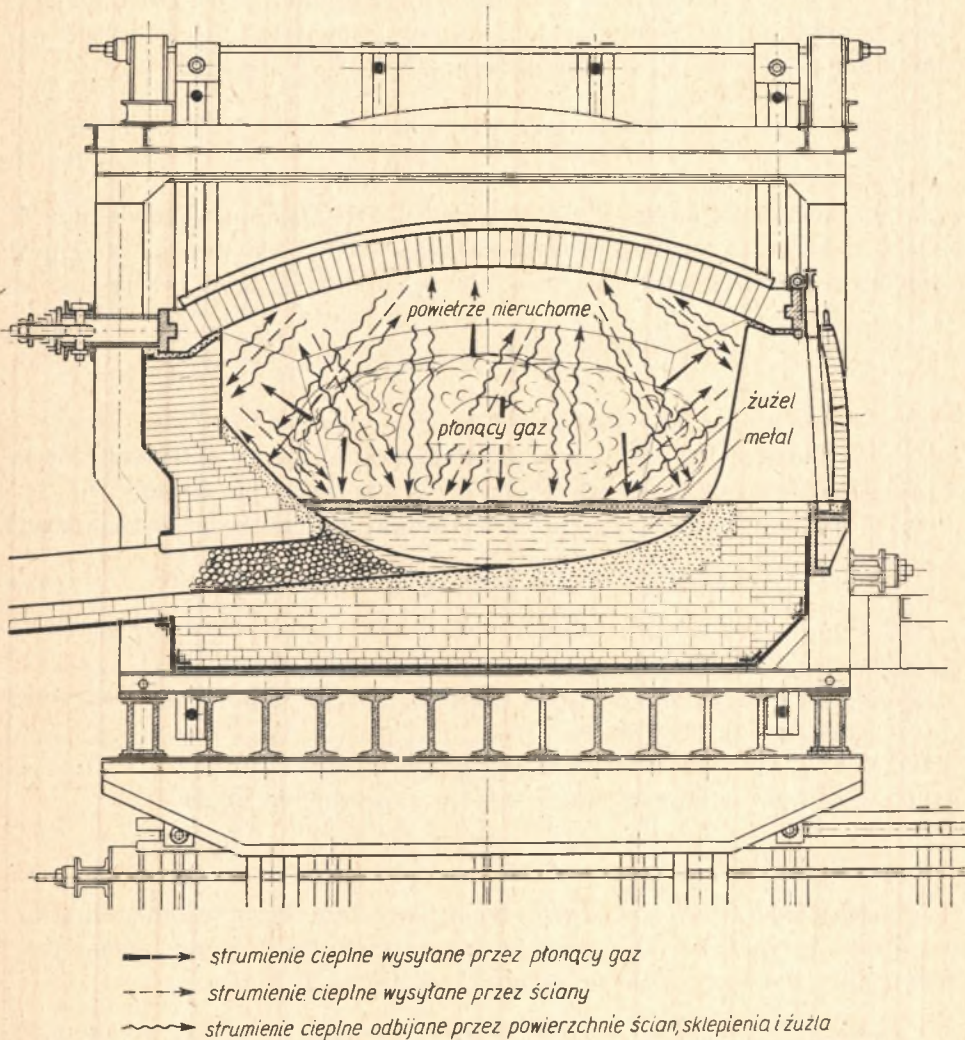
lub

$$Q_m^* = \frac{4,96}{\frac{1}{\varepsilon_m} + \frac{1}{\varepsilon_g} - 1} \left[ \left( \frac{T_g}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_m}{100} \right)^4 \right] F \frac{\text{kcal}}{\text{h}}. \quad (5)$$

Dla uniknięcia wskazanego błędu w obliczeniach należałoby posługiwać się dokładnym wzorem (4).



Rozpatrzmy, jak zachodzi wymiana ciepła w topnisku pieca martenowskiego przy poczynionych uproszczeniach. Rysunek 5 podaje schemat strumieni ciepłych, które padają na ściany pieca i na żużel, częściowo



Rys. 5. Schemat strumieni ciepłych w topnisku pieca martenowskiego przy równomiernym spalaniu gazów (bez „języków“) i przy stałym  $\varepsilon_g$

są pochłaniane, częściowo odbijane z powrotem. Oznaczmy przez  $F_s$  ( $m^2$ ) całkowitą powierzchnię wszystkich ścian i sklepienia pieca. Na powierzchnię  $F_s$  gazy wypromieniowują strumień ciepły:

$$Q_g^* = 4,96 \cdot 10^{-8} \varepsilon_g F_s \cdot T_g^4 = \sigma_g \cdot F_s \cdot T_g^4 \frac{\text{kcal}}{\text{h}},$$

przy czym  $\sigma_g = 4,96 \cdot 10^{-8} \cdot \varepsilon_g$ .

Na tę powierzchnię padają też promienie wysyłane przez żużel pływny, które przeszły przez zajętą gazami objętość topniska. Jej zdolność pochłaniania równa się  $\varepsilon_g$ , a przepuszczania  $(1 - \varepsilon_g)$ ; przeto:

$$Q^* = Q_z^* \cdot (1 - \varepsilon_g) \frac{\text{kcal}}{\text{h}},$$

gdzie  $Q_z^*$  oznacza ciepło zwrócone przez żużel. Poza tym na powierzchnię  $F_s$  padają również zwrócone promienie własne ścian i sklepienia, częściowo osłabione na skutek przechodzenia poprzez zajętą gazami przestrzeń:

$$Q_s^* \cdot \varphi_{ss} \cdot (1 - \varepsilon_g) = (Q_g''^* + Q_s''^* + Q_z''^*) \cdot (1 - \varphi_{sz}) \cdot (1 - \varepsilon_g) \frac{\text{kcal}}{\text{h}},$$

gdzie

$Q_s^*$  — całkowite lub efektywne promieniowanie ścian i sklepienia pieca,

$\varphi_{ss}$  — współczynnik kątowy promieniowania ścian na ściany,

$\varphi_{sz}$  — współczynnik kątowy promieniowania ścian na żużel, liczony w od-

niesieniu do powierzchni ścian, przy czym  $\varphi_{sz} = \frac{F_z}{F_s}$  i  $\varphi_{ss} = 1 - \varphi_{sz}$ ,

$Q_g''^* = \sigma_g \cdot F_s \cdot T_g^4 (1 - \varepsilon_{ss})$  — odbite przez ściany promieniowanie gazów,

$Q_s''^* = \sigma_s \cdot F_s \cdot T_s^4$  — odbite własne promieniowanie ścian,

$Q_z''^* = \sigma_z \cdot F_z \cdot T_z^4 (1 - \varepsilon_g) \cdot (1 - \varepsilon_{ss})$  — odbite przez ściany promieniowanie żużła, przy czym

$F_z$  — powierzchnia żużła odbierająca ciepło ( $\text{m}^2$ ),

$T_z$  i  $\varepsilon_z$  — temperatura i stopień zaczerwienia żużła,

$$\sigma = 4,96 \cdot 10^{-8} \varepsilon.$$

Powierzchnia ścian otrzymuje ciepło nie tylko drogą promieniowania, lecz i drogą konwekcji z omywających powierzchnię gazów piecowych. Ilość ciepła przekazywana za pomocą konwekcji wynosi:

$$Q_{ks} = a_k (t_g - t_s) \cdot F_s = q_{ks} \cdot F_s \frac{\text{kcal}}{\text{h}},$$

gdzie

$t_g$  — temperatura gazów ( $^{\circ}\text{C}$ ),

$t_s$  — temperatury ścian ( $^{\circ}\text{C}$ ),

przy czym  $q_{ks} = a_k (t_g - t_s)$ .

Jest to odniesiony do  $1 \text{ m}^2$  wewnętrznej powierzchni ścian  $F_s$  strumień ciepła przekazywanego przez gazy do ścian drogą konwekcji.

Ściany tracą wskutek przewodnictwa cieplnego do otoczenia strumień ciepły:

$$Q_p = q_p \cdot F_s \frac{\text{kcal}}{\text{h}},$$

gdzie  $q_p$  — straty ciepła wskutek przewodnictwa cieplnego ścian odniesione do  $1 \text{ m}^2$  ich wewnętrznej powierzchni  $F_s$  i 1 godziny.

Tak oto całkowite lub efektywne promieniowanie ścian określi się równaniem:

$$Q_s^* = \sigma_g \cdot F_s \cdot T_g^4 + Q_z^*(1 - \varepsilon_g) + Q_s^* \cdot (1 - \varphi_{sz}) \cdot (1 - \varepsilon_g) + (q_{ks} - q_p) \cdot F_s.$$

Rozwiązanie równania daje:

$$Q_s^* = \frac{\sigma_g \cdot F_s \cdot T_g^4 + Q_z^*(1 - \varepsilon_g) + (q_{ks} - q_p) \cdot F_s}{1 - (1 - \varphi_{sz}) \cdot (1 - \varepsilon_g)}. \quad (6)$$

Rozpatrzmy z kolei strumienie ciepłe padające na powierzchnię żużla. Na powierzchnię  $F_z$  pada bezpośrednie promieniowanie gazów  $Q_g'^*$  oraz część promieniowania ścian pieca  $Q_s'^*$ . Osłabia je przenikanie przez gaz. Ogólny strumień ciepła równa się:

$$Q_g'^* + Q_s'^* = \sigma_g \cdot F_z \cdot T_g^4 + Q_s^* \cdot \varphi_{sz}(1 - \varepsilon_g) \frac{\text{kcal}}{\text{h}}.$$

Jednak wypadkowy strumień ciepły albo strumień — saldo, przyswajany przez żużel, będzie — ma się rozumieć — znacznie mniejszy, ponieważ sam żużel emituje ciepło i częściowo odbija padające nań promienie. Promieniowanie żużla (patrz rys. 5) wynosi:

$$Q_z'^* = \sigma_z \cdot F_z \cdot T_z^4 \frac{\text{kcal}}{\text{h}}.$$

Promieniowanie zaś gazu na żużel odbite od jego powierzchni równa się:

$$Q_{gz}''^* = Q_g'^*(1 - \varepsilon_z) = \sigma_g \cdot F_z T_g^4 (1 - \varepsilon_z),$$

a promieniowanie ścian na żużel odbite od jego powierzchni będzie:

$$Q_{sz}''^* = Q_s^* \cdot \varphi_{sz}(1 - \varepsilon_g) \cdot (1 - \varepsilon_z).$$

Całkowite lub efektywne promieniowanie żużla wyniesie:

$$Q_z^* = \sigma_z \cdot F_z \cdot T_z^4 + \sigma_g \cdot F_z \cdot T_g^4 (1 - \varepsilon_z) + Q_s^* \cdot \varphi_{sz} \cdot (1 - \varepsilon_g) \cdot (1 - \varepsilon_z). \quad (7)$$

Otrzymany przeto przez żużel wypadkowy strumień ciepły albo strumień — saldo (bez uwzględnienia przekazywania ciepła od gazów do

kąpieli drogą konwekcji) okaże się:

$$Q_{\text{prom}}^* = Q_g'^* + Q_{sz}''^* - Q_z^* = \sigma_g \cdot F_z \cdot T_g^4 - Q_s^* \varphi_{sz} \cdot (1 - \varepsilon_g) - \sigma_z \cdot F_z \cdot T_z^4 - \sigma_g \cdot F_z \cdot T_g^4 (1 - \varepsilon_z) - Q_s^* \cdot \varphi_{sz} (1 - \varepsilon_g) \cdot (1 - \varepsilon_z)$$

lub krócej

$$Q_{\text{prom}}^* = \sigma_g \cdot F_z \cdot T_g^4 + Q_s^* \varphi_{sz} (1 - \varepsilon_g) \cdot \varepsilon_z - \sigma_z \cdot F_z \cdot T_z^4 \quad (8)$$

Rozwiązując wspólnie równania (6) i (8) i uwzględniając, że  $\sigma_z = 4,96 \cdot 10^{-8} \varepsilon_z$  można otrzymać wyprowadzony po raz pierwszy przez W. N. Timofiejewa wzór również i dla obliczenia ilości ciepła przekazywanego z gazów do żuźla drogą promieniowania z uwzględnieniem pośredniego przekazywania ciepła przez ściany pieca:

$$Q_{\text{prom}}^* = 4,96 \cdot \varepsilon_g \cdot \varepsilon_z \cdot \frac{\varphi_{sz}(1 - \varepsilon_g) + 1 - \frac{(q_p - q_{ks}) \cdot (1 - \varepsilon_g) \cdot F_s}{4,96 \cdot 10^{-8} \cdot \varepsilon_g \cdot (T_g^4 - T_z^4)} \cdot F_z \cdot \left[ \left( \frac{T_g}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_z}{100} \right)^4 \right]}{\varphi_{sz} \cdot (1 - \varepsilon_g) \cdot [\varepsilon_z + \varepsilon_g(1 - \varepsilon_z)] + \varepsilon_g} \text{ kcal/h.} \quad (9)$$

Dla uproszczenia wzoru (9) można oznaczyć przez  $C_{gsz}$  zredukowany współczynnik promieniowania gazów na żuźel z uwzględnieniem wpływu wyprawy pieca i sklepienia w procesach wymiany ciepła drogą promieniowania. Dlatego wzór (9) w skrócie napiszemy:

$$Q_{\text{prom}}^* = C_{gsz} \cdot F_z \left[ \left( \frac{T_g}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_z}{100} \right)^4 \right] \frac{\text{kcal}}{\text{h}}, \quad (10)$$

gdzie

$$C_{gsz} = 4,96 \cdot \varepsilon_g \cdot \varepsilon_z \cdot \frac{\varphi_{sz}(1 - \varepsilon_g) + 1 - \frac{(q_p - q_{ks}) \cdot (1 - \varepsilon_g) \cdot F_s}{4,96 \cdot 10^{-8} \cdot \varepsilon_g (T_g^4 - T_z^4)} \cdot F_z}{\varphi_{sz}(1 - \varepsilon_g) [\varepsilon_z + \varepsilon_g(1 - \varepsilon_z)] + \varepsilon_g} \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2, \text{h}, (^\circ\text{K})^4}. \quad (11)$$

Zazwyczaj dla ułatwienia rachunku nie popełniając większego błędu można przyjąć, że straty ciepłe przez ściany pieca ( $q_p$ ) w przybliżeniu wynoszą tyle, co przyływ ciepła z gazów do ścian drogą konwekcji:

$$q_p = q_{ks}.$$

Wówczas zamiast wzoru (11) otrzymamy:

$$C_{gsz} = 4,96 \cdot \varepsilon_g \cdot \varepsilon_z \cdot \frac{\varphi_{sz} \cdot (1 - \varepsilon_g) + 1}{\varphi_{sz} \cdot (1 - \varepsilon_g) [\varepsilon_z + \varepsilon_g(1 - \varepsilon_z)] + \varepsilon_g} \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2, \text{h}, (^\circ\text{K})^4}. \quad (12)$$

Przez podzielenie licznika i mianownika w (12) przez  $\varepsilon_g \cdot \varphi_{sz}$  będziemy mieli:

$$C_{gsz} = 4,96 \cdot \varepsilon_z K \frac{\text{kcal}}{\text{h}}, \quad (13)$$

gdzie

$$K = \frac{\frac{1}{\varphi_{sz}} + 1 - \varepsilon_g}{[\varepsilon_z + \varepsilon_g(1 - \varepsilon_z)] \frac{1 - \varepsilon_g}{\varepsilon_g} + \frac{1}{\varphi_{sz}}}. \quad (14)$$

Wielkość  $\frac{1}{\varphi_{sz}}$  może być oznaczona przez  $\omega$  jako odwrotność kąowego współczynnika promieniowania powierzchni ścian na żużel. Charakteryzuje ona stopień rozwinięcia wyprawy (ścian i sklepienia) pieca. Jej wartość liczbową w przybliżeniu równa się stosunkowi całkowitej wewnętrznej powierzchni wszystkich ścian i sklepienia pieca martenowskiego  $F_s$  do chłonej promienie ciepłnej powierzchni żużla  $F_z$ , tj.  $\frac{1}{\varphi_{sz}} = \omega = \frac{F_s}{F_z}$ .

Wchodzący do równania (14) wyraz  $\varepsilon_z + \varepsilon_g(1 - \varepsilon_z)$  można oznaczyć przez  $\beta$ . Wówczas

$$\beta = \varepsilon_z + \varepsilon_g(1 - \varepsilon_z) \quad (15)$$

$$K = \frac{\omega + 1 - \varepsilon_g}{\beta \frac{1 - \varepsilon_g}{\varepsilon_g} + \omega}. \quad (16)$$

Wielkość  $\beta$  — jak widać z (15) — w dużym stopniu zależy od wielkości  $\varepsilon_z$  i może być wyznaczona eksperymentalnie w zależności od składu chemicznego żużla metodą opracowaną przez Katedrę Fizyki Technicznej i Katedrę Metalurgii Politechniki Śląskiej. Wielkość  $\varepsilon_g$  określa się za pomocą nomogramów (rys. 2, 3 i 4), wielkość zaś  $\omega$  — z rysunków konstrukcyjnych.

#### 4. Zastosowanie teorii do przykładów pieców martenowskich

Zalóżmy, że w pewnym piecu martenowskim  $T_g = 1970^\circ \text{K}$  i  $T_z = 1870^\circ \text{K}$  (zmierzone pirometrem całkowitego promieniowania), a stopień zaczernienia płonącego płomieniem nieświecącym nad kąpielą żużlową gazu jest 0,20. Wówczas za pomocą wzorów (10), (13), (15) i (16) znajdziemy ilość ciepła przekazywanego przez płonący gaz kąpeli żużlowej dla trzech wybranych dowolnie (jednak bliskich do spotykanych w praktyce) stosunków powierzchni ścian i sklepienia pieca do powierzchni kąpeli żużlowej:

$$\omega_1 = 1,80, \quad \omega_2 = 2,30 \quad \text{i} \quad \omega_3 = 2,80, \\ Q_{\text{prom}}^* = 4,96 \varepsilon_z K \cdot F_z \left[ \left( \frac{T_g}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_z}{100} \right)^4 \right], \quad (17)$$

gdzie

$$K = \frac{\omega + 1 - \varepsilon_g}{\beta \frac{1 - \varepsilon_g}{\varepsilon_g} + \omega}, \quad \beta = \varepsilon_z + \varepsilon_g(1 - \varepsilon_z).$$

Otrzymane wyniki ujęte są w tabelicy 1. Pokazano tu wartość promieniowania dla spalin przy  $\varepsilon_g = 0,2$  i płomienia świecącego przy  $\varepsilon_g = 0,6$ .

Rozumowanie w odniesieniu do wymiany promieniowania obowiązuje i w wypadku stosowania płomienia świecącego, powszechnie używanego w piecach martenowskich. W tym przypadku stopień zaczernienia jest większy i wynosi ok.  $\varepsilon_g = 0,4-0,6$ . W tabelicy naniesiono również liczby określające promieniowanie płomienia świecącego przy przyjęciu  $\varepsilon_g = 0,6$  (podane tłustymi czcionkami). Z przytoczonych liczb wynika znaczny wpływ przy płomieniu nieświecącym należyście rozwiniętej przez konstruktora powierzchni ścian i sklepienia pieca (w stosunku do powierzchni kąpielii żuźlowej). Wpływ ten jednak w miarę wzrostu  $\varepsilon_g$  maleje i przy płomieniu świecącym jest niewielki. Natomiast decydujące w obu przypadkach znaczenie ma stopień zaczernienia żuźła, gdyż ilość ciepła przekazana przez promieniowanie jest prawie proporcjonalna do stopnia zaczernienia żuźła.

Tabela 1

Wymiana promieniowania między płomieniem i spalinami a żuźłem z uwzględnieniem wpływu ścian

$$\frac{Q_{\text{prom}}^*}{F_2} \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h}}$$

| Stopień rozwinięcia ścian | $(\varepsilon_2)$ Stopień zaczernienia żuźła |               |               |               |                |                |
|---------------------------|--|---------------|---------------|---------------|----------------|----------------|
|                           | 0,4  | 0,5           | 0,6           | 0,7           | 0,8            | 0,9            |
| 1,80                      | 37 700                                       | 43 500        | 48 500        | 53 000        | 56 700         | 60 000         |
| 1,80                      | <b>53 600</b>                                | <b>66 500</b> | <b>78 800</b> | <b>90 900</b> | <b>103 000</b> | <b>114 000</b> |
| 2,30                      | 39 800                                       | 46 400        | 52 000        | 57 100        | 61 500         | 65 500         |
| 2,30                      | <b>54 300</b>                                | <b>67 200</b> | <b>79 800</b> | <b>92 300</b> | <b>104 000</b> | <b>116 800</b> |
| 2,80                      | 41 500                                       | 48 600        | 55 000        | 60 800        | 65 700         | 71 300         |
| 2,80                      | <b>54 600</b>                                | <b>67 600</b> | <b>80 500</b> | <b>93 200</b> | <b>105 800</b> | <b>118 000</b> |

W różnych okresach wytopu martenowskiego — według doświadczeń radzieckich<sup>1</sup> — ilość ciepła dopływającego do kąpielii żuźlowej powinna być różna, największa w okresie ładowania wsadu, najmniejsza — podczas topnienia (po wlewniu do pieca płynnej surówki)<sup>2</sup>, oraz dość znaczna zarówno w końcu okresu topnienia, jak w czasie wrzenia kąpielii. Największy stopień zaczernienia musi mieć żuźel martenowski właśnie w okresie topnienia i wrzenia, ponieważ w okresie wsadzania złom będący w bezpośredniej styczności z gazami o utlenionej gazami powierzchni chłonie

<sup>1</sup> Wł. Kuczewski, *Metalurgia żelaza*, 1952, tom III, *Procesy stalownicze*, str. 184–199.

<sup>2</sup> Wtedy bowiem ciepło dopływa do kąpielii z reakcji egzotermicznych i z płynnej surówki.

ciepło w drodze zarówno konwekcji, jak promieniowania (dla utlenionego żelaza  $\varepsilon = 0,95$ ).

Jednak często skutek nieodpowiedniego składu chemicznego żużła w okresie topnienia i wrzenia jego stopień zaczernienia bywa dość niski.

Staje się więc rzeczą konieczną ustalenie w drodze doświadczałnej zależności zachodzącej pomiędzy składem chemicznym żużła a jego stopniem zaczernienia przy temperaturze co najmniej 1500°C.

Jak wynika ze wzoru (10), dużo większy wpływ na ilość ciepła przekazywanego przez płonący gaz kąpeli żużłowej wywiera różnica czwartych potęg temperatur bezwzględnych gazów i żużła niż stopień zaczernienia żużła czy stosunek  $\frac{F_s}{F_z} = \omega$ . Jeśli wierzyć danym amerykańskim<sup>1</sup>, w piecach martenowskich USA osiąga się temperaturę żużła o 100–150° wyższą aniżeli w Polsce, przede wszystkim dzięki znakomitej jakości materiałów ogniotrwałych w ścianach i sklepieniu pieca. Dla nas (przynajmniej na razie) skutek braku odpowiednich tworzyw do wyrobu wysokojakościowych materiałów ogniotrwałych droga podwyższenia bezwzględnej wielkości różnicy  $\left(\frac{T_g}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_z}{100}\right)^4$  jest możliwa do wykorzystania w dość ograniczonym zakresie. Musimy więc usilnie dążyć do podwyższenia stopnia zaczernienia żużła płynnego przez właściwy dobór jego składu chemicznego, jak też wielkości stosunku powierzchni ścian i sklepienia do powierzchni kąpeli żużłowej, przez właściwe ukształtowanie topniska pieca martenowskiego.

G. Naeser i W. Pepperhoff<sup>2</sup> ustalili, że korzystne działanie w piecu martenowskim świeżącego płomienia (otrzymywanego przez wprowadzanie do topniska pieca węglowodorów rozkładających się tam z powstawaniem drobniutkich cząstek sadzy o wielkości 0,5  $\mu$  każda) jest uwarunkowane wzrostem stopnia zaczernienia żużła i — jak podają autorzy — spadkiem stopnia zaczernienia wyprawy ogniotrwałej (ścian i sklepienia). Słowem, przy karburyzacji gazu pochłanianie ciepła przez żużel polepsza się. Polepsza się też — podług autorów — odbijanie ciepła przez ściany i sklepienia pieca, ponieważ na widmo gazu świeżącego — oprócz podczerwieni, charakterystycznej dla gazów nieświejących ( $\text{CO}_2$  i  $\text{H}_2\text{O}_{\text{para}}$ ) — składają się również promienie widzialne o falach krótszych niż u podczerwieni, dobrze pochłaniane przez żużel, a jakoby źle przez cegłę ogniotrwałą. Należałoby więc zbadać jeszcze zależność stopnia zaczernienia żużła od jakości promieni cieplnych.

<sup>1</sup> M. J. Bradley i E. D. Martin, *American Institute of Mining and Metallurgical Engineers*, 1939, str. 192—201 oraz „Stahl und Eisen“, 1940, nr 18, str. 395—396.

<sup>2</sup> Mitteilung nr 349, *Der Wärmestelle des Vereins Deutscher Eisenhüttenleute*, Düsseldorf 1949 (Archiv für das Eisenhüttenwesen).



Zadanie to wychodzi poza ramy niniejszej pracy. Niemniej powinno ono być rozpatrzone dla wyjaśnienia praktycznie ważnego zagadnienia karburyzowania płomienia w piecu martenowskim.

### 5. Wnioski

Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że na wymianę ciepła między spalinami a kapielą żuźlową decydujący wpływ wywiera stopień zaczerwienia żuźła i płomienia. Poza tym przy małym stopniu zaczerwienia płomienia daje się zauważyć wpływ rozwinięcia ścian względem powierzchni żuźła.

Z tego wynika, że należy dążyć do prowadzenia wytopu przy składzie żuźła dającym wysoki stopień zaczerwienia. Wykrycie dotychczas nie znanej zależności między składem chemicznym żuźła a stopniem zaczerwienia ma na celu metoda opracowana przez Katedrę Fizyki Technicznej i Katedrę Metalurgii Politechniki Śląskiej. Opis samej metody i wyniki badań będą przedmiotem osobnej pracy.