ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1968
Seria: ENERGETYKA z. 28 Nr kol. 210

EDWARD KOSTOWSKI
Katedra Energetyki Cieplnej

# ROZKŁAD TEMPERATUR W OPROMIENIOWANYM ELEMENCIE FIELDA[x)]

Streszczenie. W artykule rozpatrzono wymianę ciepła w opromieniowanym elemencie Fielda w przypadku stałej temperatury zewnętrznej (czynnika grzejącego) oraz stałej pojemności cieplnej (równoważnika wodnego) czynnika ogrzewanego płynącego wewnątrz elementu. Rozpatrzono rozwiązanie dla samej konwekcji i wykazano, że w tym przypadku występują pewne charakterystyczne rozkłady temperatur. Następnie uwzględniając wymianę ciepła przez promieniowanie pomiędzy rurami elementu, podano w formie zredukowanej przybliżone rozwiązanie na rozkład temperatur, zależności służące do wyznaczenia charakterystycznych temperatur czynnika podgrzewanego oraz charakterystyczne rozkłady temperatur występujące w opromieniowanym elemencie Fielda.

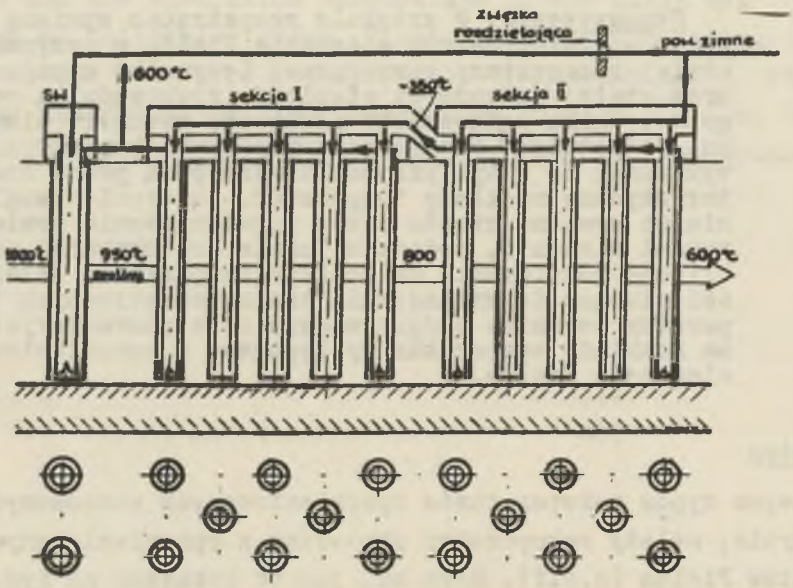
## 1. Wstęp

Do nowych typów rekuperatorów opromieniowanych stosowanych w przemyśle, należy rekuperator zbudowany z opromieniowanych elementów Fielda (o.e.f). Może on, jak to pokazano na rys. 1 składać się z dwu sekcji podstawowych i sekcji wstępnej, możliwy jest jednak również inny układ sekcji. Niezależnie od schematu połączenia sekcji, wzajemny przepływ spalin i powietrza posiada złożony charakter krzyżowy. Z tego względu obliczenie powierzchni wymiany ciepła takiego rekuperatora (obliczenie ilości i łącznej długości rur) przeprowadza się dla średnich parametrów spalin i powietrza w danej sekcji.

---

x) Artykuł jest fragmentem pracy doktorskiej (lit. poz. [2]), której promotorem był prof. dr inż. Jan Szargut.

Ponieważ liczba rur w danej sekcji i wymiary średnic rur wynikają z przesłanek ekonomicznych, obliczenie polega głównie na wyznaczeniu długości elementu dla przyjętego strumienia powietrza i znanych średnic rur oraz dla określonego założonego podgrzania powietrza. Równocześnie z długością elementu wyznacza się rozkład temperatur powietrza i ścianek rur wzdłuż o.e.f.




Rys. 1. Schemat przepływu gazów w rekuperatorze opromieniowanym zbudowanym z o.e.f

## 2. Równania wymiany ciepła w o.e.f

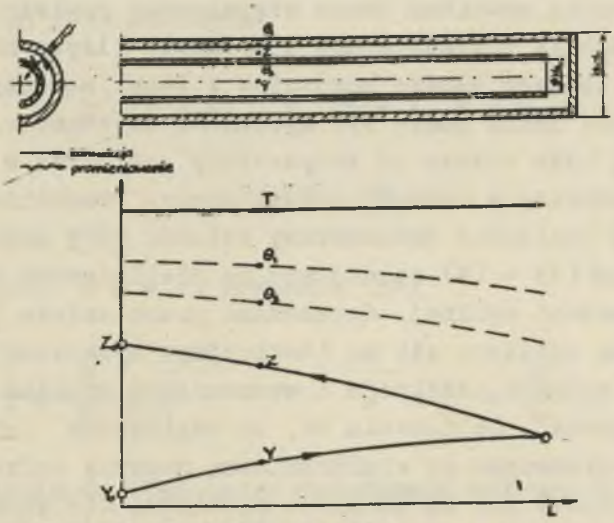
Dla elementu przedstawionego na rys. 2 przy założeniu stałej temperatury spalin T rozkład temperatur można opisać za pomocą układu następujących równań

$$\pi d_1 \alpha_1 (T - \Theta_1) = \pi d_2 \alpha_{2k} (\Theta_1 - Z) + \pi d_2 \varepsilon_{2-3} C_c \left[ \left(\frac{\Theta_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{\Theta_2}{100}\right)^4 \right] \quad (1)$$

$$\pi d_2 \varepsilon_{2-3} C_c \left[ \left(\frac{\Theta_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{\Theta_2}{100}\right)^4 \right] = \pi d_3 \alpha_{3k} (\Theta_2 - Z) + \pi d_4 \alpha_{4k} (\Theta_2 - Y) \qquad (2)$$

$$\pi d_2 \alpha_{2k} (\Theta_1 - Z) + \pi d_3 \alpha_{3k} (\Theta_2 - Z) = - \dot{W}_z \cdot Z' \qquad (3)$$

$$\pi d_4 \alpha_{4k} (\Theta_2 - Y) = \dot{W}_y Y', \qquad (4)$$




Rys. 2. Rozkład temperatur w o.e.f

gdzie oznaczono:

$d_1 \ldots d_4$ – średnice rur (patrz rys. 2)

$\alpha_i, \alpha_{ik}$ – współczynnik wnikania ciepła dla powierzchni "i" (k – konwekcyjny),

$\Theta_1, \Theta_2$; T, Z, Y – temperatury ścianek; gazów,

$\varepsilon_{2-3}$ – stosunek wymiany energii promienistej pomiędzy powierzchniami 2 i 3 ($C_c$ – stała Boltzmana),

$\dot{W}_i$ – pojemność cieplna powietrza.

W równaniach tych pominięto przewodnictwo ciepła wzdłuż rury oraz poprzeczny opór cieplny ścianki rury.

W bilansach strumieni cieplnych (1) i (2) występuje nieliniowy człon uwzględniający promieniowanie pomiędzy rurami elementu. Człon ten w rekuperatorze opromieniowanym nie może być pominięty, gdyż w wysokich temperaturach (np. spaliny ok. 1000-1200°C i podgrzane powietrze ok. 600-800°C) wymiany ciepła przez promieniowanie odgrywa decydującą rolę. Dzięki temu temperatura ścianek rury wewnętrznej jest przeważnie wyższa od temperatury powietrza w szczelinie, wskutek czego rura wewnętrzna ogrzewa powietrze na obie strony. Rura wewnętrzna traci wówczas charakter przepony pomiędzy dwoma strumienami powietrza i staje się powierzchnią pośredniczącą w wymianie ciepła od spalin do powietrza, co jest bardzo korzystne z uwagi na zużycie materiału. Warunki jakie muszą być spełnione aby temperatura rury wewnętrznej była wyższa od temperatury powietrza w szczelinie zostaną omówione w dalszej części pracy. Promieniowanie powoduje również obniżenie temperatury ścianki rury zewnętrznej.

Układu równań (1) - (4) ze względu na nieliniowość nie można rozwiązać w postaci ogólnej. Opracowane przez autora [1] metody obliczeniowe opierają się na iteracyjnym wyznaczaniu temperatur ścianek w danym przekroju i wyznaczaniu rozkładu temperatur "krok po kroku". Obliczenia te, ze względu na ich potwarzalność zaprogramowano na elektroniczną maszynę cyfrową. Przy obliczaniu wychodzi się od początku elementu, dla którego znane są temperatury powietrza $Z_o$ i $Y_o$, długość zaś elementu wyznacza punkt, w którym $Z = Y$. Rozwiązanie numeryczne nie ma charakteru ogólnego, dlatego celowym było przybliżone rozwiązanie układu równań (1) - (4), które umożliwiło przeprowadzenie analizy rozkładu temperatur i wyznaczenie pewnych charakterystycznych temperatur podgrzania. Pierwszym krokiem była analiza rozkładu temperatur w elemencie konwekcyjnym.

## 3. Rozkład temperatur w elemencie Fielda w przypadku czystej konwekcji

Rozwiązania rozkładu temperatur w konwekcyjnym elemencie Fielda są znane [3], jednak z uwagi na to, że posłużyły one do analizy charakterystycznych rozkładów temperatur i do przeprowadzenia porównań z rozwiązaniem dla o.e.f., autor pozwala sobie je w skrócie przytoczyć.

W elemencie czysto konwekcyjnym można łatwo wyrugować temperatury $\theta_1$ i $\theta_2$ ścianek rur, wprowadzają ponadto współczynniki przenikania ciepła $k_z$ - zewnętrzny (pomiędzy spalinami i powietrzem w szczelinie) i $k_w$ - wewnętrzny (pomiędzy powietrzem w szczelinie i w rurze) otrzymuje się następujący układ równań różniczkowych:

$$\left.\begin{aligned} k_z (T - Z) - k_w (Z - Y) &= - \dot{W}_z Z' \qquad (a) \\ k_w (Z - Y) &= \dot{W}_y Y' \qquad (b) \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Po wyliczeniu Z i Z' z równania (5b)

$$Z = Y + \frac{\dot{W}_y}{k_w} Y'; \qquad Z' = Y' + \frac{\dot{W}_y}{k_w} Y'' \qquad (6)$$

i podstawieniu do (5a), przy dodatkowym założeniu $\dot{W}_y = \dot{W}_z = W$ otrzymuje się równanie różniczkowe

$$Y'' - \frac{k_z}{W} Y' - \frac{k_w k_z}{W^2} (Y - T) = 0 \qquad (7)$$

Pierwiastki równania charakterystycznego

$$r^2 - \frac{k_z}{W} r - \frac{k_w k_z}{W^2} = 0 \qquad (8)$$

wynoszą

$$r_1 = s - p; \qquad r_2 = s + p \tag{9}$$

gdzie:

$$s = \frac{k_z}{2W}; \quad p = \frac{k_z}{2W}\sqrt{1 + 4\frac{k_w}{k_z}}; \qquad r_1 r_2 = -\frac{k_w k_z}{W^2};$$

$$r_2 - r_1 = 2p \quad \text{itd}. \tag{9a}$$

Rozwiązanie ma postać:

$$\left.\begin{aligned} Y - T &= C_1 e^{r_1 x} + C_2 e^{r_2 x} && \text{(a)} \\ Z &= Y + \frac{W}{k_w}\left[C_1 r_1 e^{r_1 x} + C_2 r_2 e^{r_2 x}\right] && \text{(b)} \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Stałe $C_1$ i $C_2$ wyznaczone z warunków brzegowych $Y(o) = Y_o$ i $Y'(o) = \frac{k_w}{W}(Z_o - Y_o)$ wynoszą

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= \frac{r_2(Y_o - T) - \frac{k_w}{W}(Z_o - Y_o)}{r_2 - r_1} && \text{(a)} \\ C_2 &= \frac{\frac{k_w}{W}(Z_o - Y_o) - r_1(Y_o - T)}{r_2 - r_1} && \text{(b)} \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Bądący do dyspozycji trzeci warunek brzegowy $Y'(L) = 0$ (wobec $Y_L = Z_L$) pozwala wyznaczyć długość $L$ elementu. Warunek ten

$$0 = C_1 r_1 e^{r_1 L} + C_2 r_2 e^{r_2 L} \tag{12}$$

po podstawieniu stałych i zależności (9) można przekształcić do następującej postaci bezwymiarowej

$$\frac{Z_o - Y_o}{T_o - Y_o} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\, k_w/k_z}\ \mathrm{ctgh}\,(p\,L)}\,. \tag{13}$$

Z równania (13) wynika, że temperatura $Z_o$ podgrzania czynnika w elemencie Fielda wzrasta z długością $L$ elementu. Największą jej wartość $Z_{o\,max}$ dla $L \to \infty$ oblicza się z zależności

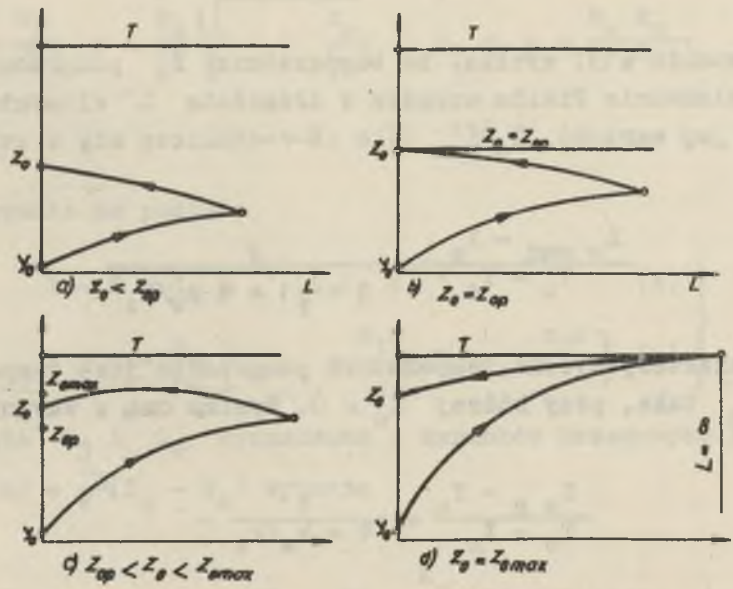
$$\frac{Z_{o\,max} - Y_o}{T_o - Y_o} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\, k_w/k_z}}\,. \tag{14}$$

Inną charakterystyczną temperaturą podgrzania jest temperatura $Z_{o\,p}$ taka, przy której $Z_o' = 0$. Wynika ona z warunku

$$\frac{Z_{o\,p} - Y_o}{T_o - Y_o} = \frac{1}{1 + k_w/k_z}\,. \tag{15}$$

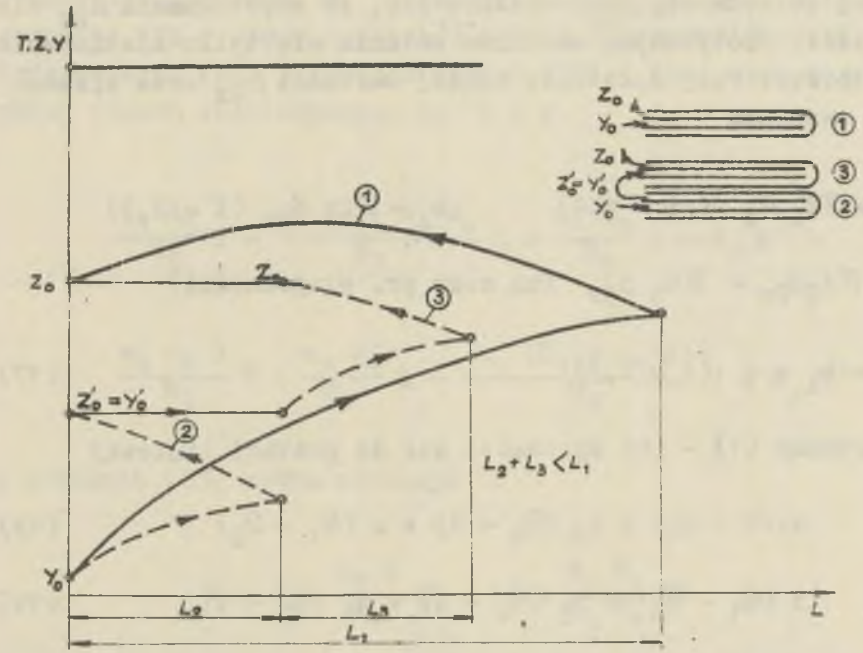
Z równań (14) i (15) wynika, że wartości charakterystycznych temperatur $Z_{o\,max}$ i $Z_{o\,p}$ zależą tylko od wartości stosunku $k_w/k_z$, który spełnia tym samym funkcję liczby kryterialnej. Zależnie od założonego podgrzania $Z_o$, otrzymuje się charakterystyczne rozkłady temperatur w elemencie Fielda. Jeżeli $Z_o < Z_{o\,p}$, to $Z' < 0$ i podczas przepływu w szczelinie temperatura czynnika stale wzrasta (rys. 3a). Granicznym przypadkiem jest $Z_o = Z_{o\,p}$ (rys. 3b). Jeżeli przyjmie się $Z_o$ takie, że zachodzi nierówność $Z_{op} < Z_o < Z_{o\,max}$, to powstaje charakterystyczne wybruszenie (rys. 3c). Taki przypadek jest niekorzystny, gdyż na pewnym odcinku maleje decydująca o całkowitym strumieniu cieplnym różnica temperatur $(T - Z)$, na skutek czego długość elementu wydatnie zwiększa się. Przy osiągnięciu granicznego podgrzania $Z_o = Z_{o\,max}$, długość elementu dąży do nie-

skończoności, temperatura zaś powietrza w szczelinie stale maleje od wartości T do $Z_{o\,max}$. Rozkład temperatur dla tego przypadku przedstawiono na rys. 3d.




Rys. 3. Charakterystyczne rozkłady temperatur w konwencyjnym elemencie Fielda

Równanie (13) i wynikające z dalszej analizy wnioski można wykorzystać w projektowaniu wymienników zbudowanych z elementów Fielda. W szczególności dla danych temperatur $T_o$ i $Y_o$ można łatwo określić wielkość $Z_{o\,max}$, można również przy wymaganej temperaturze $Z_o$ sprawdzić, czy nie jest opłacalne zastosowanie dwu lub więcej elementów w układzie szeregowym, co dla stosunkowo wysokich wartości $Z_o$ (np. $Z_o > Z_{op}$) może prowadzić do dużej oszczędności materiału rur. Taką sytuację ilustruje rys. 4.




Rys. 4. Wpływ podziału na długość elementu Fielda

## 4. Rozkład temperatur w o.e.f.

Rozwiązanie dla o.e.f. można znaleźć w postaci ogólnej po zlinearyzowaniu członu uwzględniającego promieniowanie [2]. Strumień ciepła wymieniany przez promieniowanie można przedstawić w postaci:

$$\pi d_2 \varepsilon_{2-3} C_c \left[\left(\frac{\theta_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{\theta_2}{100}\right)^4\right] = \pi d_2 \beta_{2r} (\theta_1 - \theta_2) \qquad (16)$$

z której oblicza się $\beta_{2r}$. Okazuje się, że współczynnik $\beta_{2r}$ dla praktycznie spotykanych warunków zmienia się tylko nieznacznie wzdłuż o.e.f. Przy założeniu stałej wartości $\beta_{2r}$ oraz wprowadzeniu oznaczeń

$$a_i = \pi d_i \alpha_i \quad (i = 1,4) \qquad b_i = \pi d_i \alpha_{ik} \quad (i = 2,3)$$

$$c = \pi d_2 \beta_{2r} = \pi d_3 \beta_{3r} \quad \text{(na mocy pr. wzajemności)}$$

$$a_i = b_i + c \quad (i = 2,3) \tag{17}$$

układ równań (1) - (4) sprowadza się do postaci liniowej

$$(1) \qquad a_1(T - \Theta_1) = b_2 (\Theta_1 - Z) + c (\Theta_1 - \Theta_2) \tag{18}$$

$$(2) \qquad c (\Theta_1 - \Theta_2) = b_3 (\Theta_2 - Z) + a_4 (\Theta_2 - Y) \tag{19}$$

$$(3) \qquad b_2 (\Theta_1 - Z) + b_3 (\Theta_2 - Z) = - \dot{W}_z Z' \tag{20}$$

$$(4) \qquad a_4 (\Theta_2 - Y) = \dot{W}_y Y' \tag{21}$$

Z dwu pierwszych równań wyznacza się temperatury ścianek

$$\Theta_1 = \frac{a_1 M_2 T + M_5 Z + a_4 c Y}{M_3} \tag{22}$$

$$\Theta_2 = \frac{a_1 c T + M_4 Z + a_4 M_1 Y}{M_3} \tag{23}$$

gdzie:

$$M_1 = a_1 + a_2; \qquad M_2 = a_3 + a_4; \qquad M_3 = M_1 M_2 - c^2$$

$$M_4 = M_1 b_3 + b_2 c; \qquad M_5 = M_2 b_2 + b_3 c \tag{17a}$$

Temperatury ścianek $\Theta_i$ oraz wynikającą z nich wartość c wyznacza się w danym przekroju metodą kolejnych przybliżeń. Podstawiając (22) i (23) do równań (20) i (21) otrzymuje się układ równań różniczkowych na Z i Y

$$\frac{a_1 M_5}{M_3} T - \frac{a_1 M_5 + a_4 M_4}{M_3} Z + \frac{a_4 M_4}{M_3} Y = -\dot{W}_z Z' \tag{24}$$

$$\frac{a_1 a_4 c}{M_3} T + \frac{a_4 M_4}{M_3} Z - \frac{a_4 (M_4 + a_1 c)}{M_3} Y = \dot{W}_y Y' \tag{25}$$

Z równania (25) można wyliczyć Z

$$Z = Y + \frac{a_1 c}{M_4} (Y - T) + \frac{M_3 \dot{W}_y}{a_4 M_4} Y' \tag{26}$$

oraz po zróżniczkowaniu Z'

$$Z' = \frac{M_3 \dot{W}_y}{a_4 M_4} Y'' + \frac{M_4 + a_1 c}{M_4} Y' \tag{27}$$

Podstawienie (26) i (27) do (24) przy dodatkowym założeniu $\dot{W}_y = \dot{W}_z = W$ prowadzi do równania różniczkowego

$$Y'' - \frac{a_1 (M_5 - a_4 c)}{W M_3} Y' - \frac{a_1 a_4 (a_3 b_2 + b_3 c)}{W^2 M_3} (Y-T) = 0 \tag{28}$$

oznaczając zaś

$$K_z = \frac{a_1 (M_5 - a_4 c)}{M_3}; \qquad K_w = \frac{a_4 (a_3 b_2 + b_3 c)}{M_5 - a_4 c} \tag{29}$$

otrzymuje się równanie

$$Y'' - \frac{K_z}{W} Y' - \frac{K_w K_z}{W^2} (Y - T) = 0 \tag{28a}$$

które jest analogiczne jak w przypadku czystej konwekcji. Rozwiązanie ma więc postać analogiczną jak (10a)

$$Y - T = C_1 e^{r_1 x} + C_2 e^{r_2 x} \tag{10a}$$

podobnie są również zależności służące do wyznaczenia stałych $C_1$ i $C_2$ oraz wielkości s i p zdefiniowane wzorem (9a). Po podstawieniu tych wielkości można uzyskać rozwiązanie zredukowane na Y w postaci

$$\frac{Y - T}{Y_o - T} = \frac{e^{sx}\sinh px}{p}\left[\frac{Y_o'}{Y_o - T} + p \operatorname{ctgh} px - s\right] \tag{30}$$

Po zróżniczkowaniu (30) otrzymuje się zależność na $Y'(x)$.

$$\frac{Y'}{Y_o - T} = \frac{e^{sx}\sinh px}{p}\left[\frac{Y_o'}{Y_o - T}(s + p \operatorname{ctgh} px) + \frac{K_w K_z}{W^2}\right] \tag{31}$$

Pochodną $Y_o'$ wyznacza się albo z równania

$$Y_o' = \frac{a_4}{W}(\Theta_{20} - Y_o) \tag{32a}$$

albo też wykorzystując (26) z zależności

$$Y_o' = \frac{a_4 M_4}{W M_3}(Z_o - Y_o) - a_1 c (Y_o - T) \tag{32b}$$

Podstawienie $Y$ i $Y'$ do (26) prowadzi do zależności na $Z(x)$ przy czym wygodniej jest obliczyć różnicę $Z - Y$

$$\frac{Z - Y}{T - Y_o} = \frac{e^{sx}\sinh px}{p\,M_4}\left\{\frac{Y_o'}{T - Y_o}\left[a_1\,c + \frac{M_3\,W}{a_4}(s + p\,\mathrm{ctgh}\,px)\right] - a_1\,c\,(p\,\mathrm{ctgh}\,px - s) - \frac{K_w\,K_z\,M_3}{a_4\,W}\right\} \tag{33}$$

Dla $x = L$ jest $Z_L = Y_L$, dzięki czemu uzyskuje się warunek

$$\frac{Y_o'}{T - Y_o}\left[a_1\,c + \frac{M_3\,W}{a_4}(s + p\,\mathrm{ctgh}\,pL)\right] - a_1\,c(p\,\mathrm{ctgh}\,pL - s) - \frac{K_w\,K_z\,M_3}{a_4\,W} = 0 \tag{34}$$

który po wykorzystaniu (32b) można przedstawić w postaci

$$\frac{Z_o - Y_o}{T - Y_o} = \frac{(p\,W\,M_3)^2 - (s\,W\,M_3 + a_1\,a_4\,c)^2}{a_4\,M_4\left[a_1\,a_4\,c + W\,M_3(s + p\,\mathrm{ctgh}\,pL)\right]} \tag{35}$$

Równanie (35) jest odpowiednikiem rozwiązania (13) i pozwala orientacyjnie wyznaczyć długość $L$ elementu dla założonego podgrzania $Z_o$. Dla $L \to \infty$ uzyskuje się zależność na maksymalną temperaturę $Z_{o\,max}$

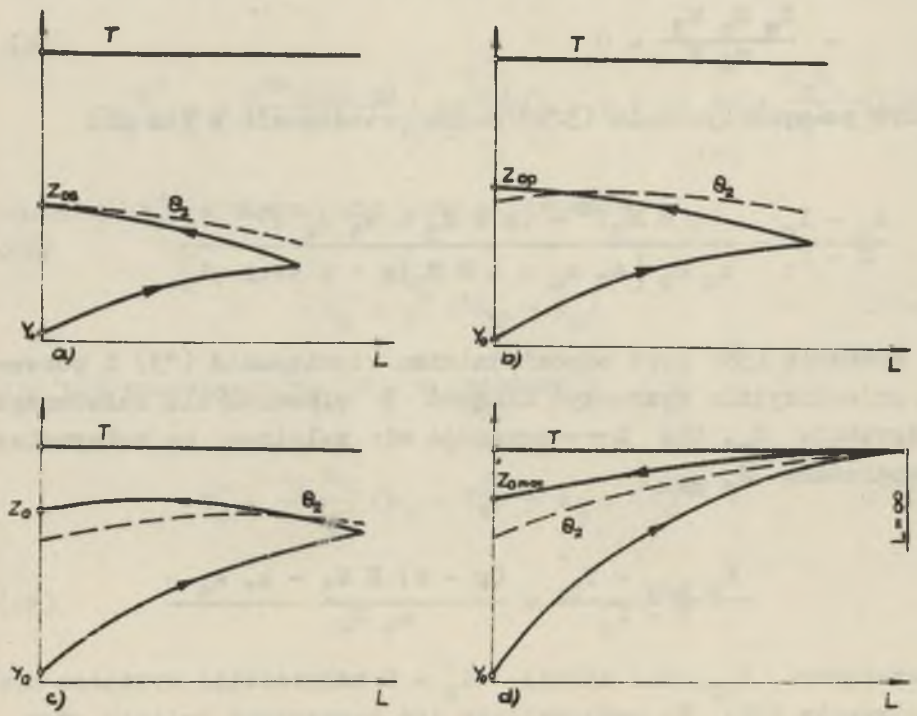
$$\frac{Z_{o\,max} - Y_o}{T - Y_o} = \frac{(p - s)\,W\,M_3 - a_1\,a_4\,c}{a_4\,M_4} \tag{36}$$

Temperaturę $Z_{op}$, dla której $Z_o' = 0$ najprościej wyznacza się z równania (20). Po podstawieniu doń temperatur ścianek oraz $Z_o' = 0$ otrzymuje się

$$\frac{Z_{op} - Y_o}{T - Y_o} = \frac{a_1\,M_5}{a_1\,M_5 + a_4\,M_4} \tag{37}$$

Pochodna $Z_0'$ jest równa zeru wówczas, gdy $Z_{op} > \Theta_2$. Sytuacja taka w o.e.f. nie jest ze względu na wykorzystanie rury wewnętrznej najkorzystniejsza. Lepiej jest, gdy temperatura $\Theta_2$ ścianki rury wewnętrznej jest w całym elemencie wyższa od temperatury Z powietrza w szczelinie, wówczas bowiem rura wewnętrzna ogrzewa powietrze na obie strony. Ponieważ temperatura Z spada wzdłuż elementu bardziej niż $\Theta_2$, wystarczy założyć równość temperatur Z i $\Theta_2$ w przekroju początkowym, temperaturę zaś $Z_{os}$, dla której $\Theta_{20} = Z_{os}$ oraz $\Theta_2 \geqslant Z$ wyznacza się z równań (18) i (19).

Omówione charakterystyczne rozkłady temperatur przedstawiono na rys. 5. Przedstawiono na nim również rozkład temperatury $\Theta_2$, w zależności bowiem od $Z_0$ może ona być większa lub mniejsza od Z w całym elemencie lub w jego części.




Rys. 5. Charakterystyczne rozkłady temperatur w o.e.f.

Przedstawione rozwiązanie rozkładu temperatur wzdłuż elementu Fielda z uwzględnieniem promieniowania wymaga znajomości współczynnika $\beta_{2r}$. Wielkość tę należy wyznaczyć dla przekroju początkowego metodą iteracji, następnie można obliczyć c i inne wielkości. Równanie (35) podające dla określonych warunków brzegowych zależność pomiędzy podgrzaniem $Z_o$ i długością L pozwala analizować wpływ niewielkich zmian poszczególnych parametrów na długość elementu lub $Z_o(L)$. Wyznaczenie jednak z tego równania długości elementu mogłoby być mało dokładne, gdyż wzdłuż o.e.f. zmieniają się współczynniki wnikania ciepła, pojemności cieplne i temperatury ścianek.

W rozwiązaniu uwzględniającym promieniowanie występuje wielkość c, określająca intensywność tego promieniowania. Warunek $c = 0$ ($\varepsilon_{2-3} = 0$ i $\beta_{2r} = 0$) oznacza pominięcie promieniowania. Uzyskane rozwiązania przechodzą wówczas w zależności otrzymane dla czystej konwekcji. Należy jednak podkreślić, że dla o,e.f. nie można stosować rozwiązań uzyskanych dla czystej konwekcji w których zwiększyłoby się tylko o kilka czy kilkadziesiąt % współczynniki $k_w$ i $k_z$. Na skutek promieniowania zmieniły się bowiem warunki wymiany ciepła. W elemencie konwekcyjnym np. zawsze jest $Y_L' = 0$. podczas gdy w o.e.f. wartość pochodnej $Y_L'$ wynosi

$$Y_L' = \frac{a_1 a_4 c}{M_3 W} (T - Y_L). \tag{38}$$

Ponadto dla $\theta_2 \geqslant Z$ powietrze w szczelinie nie jest pośrednikiem w wymianie ciepła i traci sens współczynnik $k_w$ występujący podczas konwekcji.

## 5. Uwagi końcowe

Wywody i rozwiązania podane w niniejszej pracy wykazują istnienie pewnych charakterystycznych rozkładów temperatur w elemencie Fielda. Podkreślono ich znaczenie w projektowaniu wymienników ciepła oraz w postaci zredukowanej podano rozwiązania na zależność pomiędzy wymaganym podgrzaniem od długości

elementu. Wykazano ponadto formalne podobieństwo rozwiązań dla o.e.f. i podano zależności służące do wyznaczania charakterystycznych temperatur dla tego przypadku.

## LITERATURA

[1] KOSTOWSKI E.: Zastosowanie cyfrowej maszyny matematycznej do obliczania rekuperatorów zbudowanych z elementów Fielda. Problemy Projektowe Hutnictwa nr 3, 1966.

[2] KOSTOWSKI E.: Optymalizacja rekuperatora opromieniowanego zbudowanego z elementów Fielda. Praca doktorska, Gliwice 1967.

[3] OKOŁO-KUŁAK W.: Trójczynnikowe wymienniki ciepła. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Mechanika nr 1, 1954.

## РАСПОЛОЖЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР В РАДИАЦИОННОМ ЭЛЕМЕНТЕ ФИЛЬДА (р.э.ф.)

### Р е з ю м е

В статье приведен теплообмен в р.э.ф. в случае постоянной температуры наружного (греющего) теплоносителя и постоянной теплоемкости (водяного эквивалента) нагреваемого теплоносителя, текущего внутри элемента. Рассмотрено решение для конвективного теплообмена и указано, что в этом случае выступают некоторые характеристические расположения температур. Далее, учитывая теплообмен излучением между трубами элемента, дано в безразмерном виде приближенное решение распределения температур, зависимости для определения характеристических температур нагреваемого теплоносителя и характеристические расположения температур, выступающие в р.э.ф.

THE TEMPERATURE DISTRIBUTION
IN THE RADIATED FIELD ELEMENT

S u m m a r y

The paper gives the description of heat exchange in a radiated Field element in a case of constant temperature of the heating (external) fluid and constant time rate of heat capacity of the internal fluid. Solution for only convection is considered and there appears to be some characteristic temperature distributions. Then, taking into account the heat exchange by radiation between the element pipes, the approached solution for temperature distribution in radiated Field element is given in dimensionless form. Equations for the characteristic temperatures of the heated fluid and characteristic temperature distributions in radiated Field element are presented.