

Jan NADZIAKIEWICZ

Instytut Techniki Ciepłej

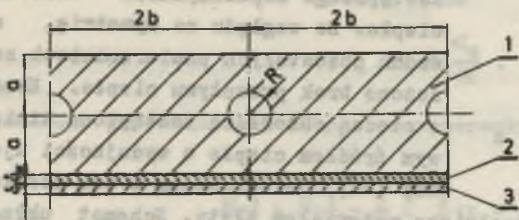
ZASTOSOWANIE LINIOWYCH ŹRÓDEŁ CIEPŁA DO OBLICZANIA POLA TEMPERATUR W CHŁODNICY PŁYTOWEJ WIELKIEGO PIECA

Streszczenie. W pracy przedstawiono zastosowanie źródeł ciepła do analitycznego wyznaczania przybliżonego rozkładu temperatur w chłodnicy płytowej. Rozwiązanie równania przepływu ciepła otrzymuje się w postaci szeregu. Przedstawiono przykład obliczeniowy oraz omówiono błędy wynikające z przyjętej metody obliczeń.

1. CHŁODNICE PŁYTOWE

Wiele obiektów przemysłowych pracujących w wysokich temperaturach musi mieć chłodzone ściany. Chłodzenie to zwiększa żywotność materiału ściany a w niektórych przypadkach pozwala na wykorzystanie ciepła odpadowego. Obiektami, które muszą być chłodzone w sposób ciągły są hutnicze piece grzewcze, piece martenowskie oraz wielkie piece.

Często stosowanym elementem chłodzącym ścian są chłodnice płytowe [1] Chłodnicę taką stanowi płyta żeliwna z kanałem wewnętrznym (rurą), przez którą płynie woda chłodząca. Z jednej strony chłodnica przylega do ściany pieca a z drugiej, poprzez pancierz zewnętrzny, ma kontakt z otoczeniem (rys. 1).



Rys. 1. Przekrój chłodnicy płytowej
1 - płyta żeliwna, 2 - masa węglowa, 3 - pancierz stalowy

Tego samego typu płyty mogą być stosowane jako chłodnice podtrzonowe wielkich pieców. W tym przypadku płyta umieszczona jest między trzosem wielkiego pieca a fundamentem.

Dla efektywnego wykorzystania chłodnic płytowych konieczna jest znajomość rozkładu temperatur oraz rozprzysku ciepła w płycie. Jedną z możliwych metod ich obliczania przedstawiono poniżej.

* Koncepcję metody rozwiązania zaproponował prof. dr hab. Stanisław Jerzy Gdula.

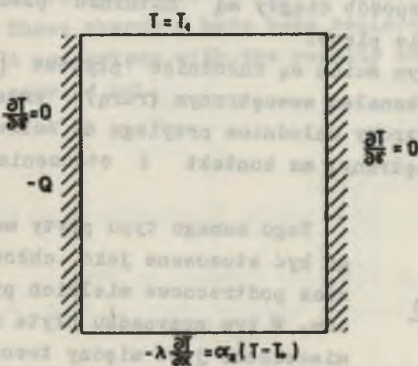
2. METODY OBLICZEŃ

Geometria płyty uniemożliwia znalezienie rozkładu temperatur drogą analityczną. Przyczyną jest prostokątna geometria zewnętrzna płyty a jednocześnie cylindryczna geometria wewnętrznego kanału płyty. Najprostszą drogą rozwiązania tego zagadnienia jest zastosowanie jednej z metod numerycznych [2]. Metody te nie podają funkcyjnej zależności temperatury od współrzędnych. W niektórych zagadnieniach znajomość równania opisującego rozkład temperatur jest jednak pożądana. Dotyczy to zagadnień wytrzymałościowych oraz optymalizacji wymiarów i warunków pracy płyty....

Metodą pozwalającą na znalezienie przybliżonego rozkładu temperatury i strumieni ciepła drogą analityczną jest zastąpienie kanału chłodzącego liniowym źródłem ciepła o wydajności ujemnej, odpowiadającej strumieniowi ciepła pobieranemu przez ciecz chłodzącą [3,4]. Poniżej przedstawiono zastosowanie tej metody z wykorzystaniem uśrednionego warunku brzegowego na wewnętrznej powierzchni kanału chłodzącego.

3. ZAGADNIENIE BRZEGOWE

W celu uproszczenia zagadnienia wydzielono w przekroju płyty powtarzalny segment obejmujący połowę przekroju kanału wraz z częścią płyty odpowiadającą połowie odstępów między kanałami.



Rys. 2. Schemat segmentu wraz z warunkami brzegowymi

a przestrzeń wewnątrz kanału wypełniono materiałem płyty. Schemat układu wraz z warunkami brzegowymi przedstawia rys. 2.

Równanie przewodnictwa ciepła w segmencie, ze źródłem ciepła w punkcie $(a, 0)$ ma postać:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} - \frac{1}{N} \dot{Q} \delta(X-a) \delta(Y) = 0 \quad (1)$$

warunki brzegowe:

$$\begin{aligned} X = 0 & \quad T = T_1 \\ X = 2a & \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial X} = \alpha_z (T - T_2) \\ Y = 0 & \quad \frac{\partial T}{\partial Y} = 0 \\ Y = b & \quad \frac{\partial T}{\partial Y} = 0 \end{aligned} \quad (1a)$$

W równaniach tych oznaczają:

- λ - współczynnik przewodzenia ciepła materiału płyty,
- α_z - zastępczy współczynnik wnikania ciepła od płyty do otoczenia, uwzględniający opór przewodzenia warstwy masy węglowej i warstwy stalowej oraz rzeczywisty opór wnikania ciepła do warstwy stalowej:

$$\frac{1}{\alpha_z} = \frac{\delta_s}{\lambda_s} + \frac{\delta_w}{\lambda_w} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (2)$$

Dla uproszczenia równań wprowadzono nowe zmienne oraz oznaczenia:

$$\begin{aligned} t &= T - T_2 \\ x &= \frac{X}{2a} \\ y &= \frac{Y}{2a} \\ B &= \frac{b}{2a} \\ Bi &= \frac{\alpha_z}{\lambda} \cdot 1 \end{aligned} \quad (3)$$

Równanie przewodnictwa ciepła oraz warunki brzegowe przyjmą postać:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} - \frac{1}{N} \dot{q} \delta(x - \frac{1}{2}) \delta(y) &= 0 \\ x = 0 & \quad t = t_1 \\ x = 1 & \quad \frac{\partial t}{\partial x} + Bi \cdot t = 0 \\ y = 0 & \quad \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \\ y = B & \quad \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Do równań (4) zastosowano metodę superpozycji:

$$t = u + w \quad (5)$$

Funkcja u spełnia równanie jednorodne:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (6)$$

$$x = 0 \quad x = t_1$$

$$x = 1 \quad \frac{\partial u}{\partial x} + B_1 \cdot u = 0 \quad (6a)$$

$$y = 0, \quad y = B, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0,$$

zaś funkcja w spełnia równanie niejednorodne:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{1}{\bar{w}} \delta(x - \frac{1}{2}) \delta(y) = 0 \quad (7)$$

$$x = 0 \quad w = 0$$

$$x = 1 \quad \frac{\partial w}{\partial x} + B_1 \cdot w = 0 \quad (7a)$$

$$y = 0, \quad y = B, \quad \frac{\partial w}{\partial y} = 0$$

Rozwiązaniem równania (6), spełniającym warunki brzegowe (6a), jest funkcja:

$$u = t_1 \left(1 - \frac{B_1}{1+B_1} x \right) \quad (8)$$

Dla rozwiązania zagadnienia brzegowego (7.7a) zastosowano metodę transformacji całkowych [5]. Transformata całkowa funkcji $w(x,y)$ względem zmiennych x i y zdefiniowana jest następująco:

$$\bar{w}(\mu_k, \nu_n) = \int_{x=0}^1 \int_{y=0}^B K(\mu_k, x) K(\nu_n, y) w(x, y) dx dy \quad (8a)$$

a transformata odwrotna:

$$w(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \bar{w}(\mu_k, \nu_n) K(\mu_k, x) K(\nu_n, y) \quad (9b)$$

$K(\mu_k, x)$ i $K(\nu_n, y)$ są jądrami przekształcenia odpowiednio dla współrzędnej x i y . Postać tych funkcji zależy od geometrii rozpatrywanego obszaru; μ_k, ν_n są wartościami własnymi zależnymi od warunków brzegowych na granicach obszaru.

W rozpatrywanym przypadku jądrem przekształcenia dla współrzędnej x jest funkcja [5]:

$$K(\mu_k, x) = \sqrt{2} \left[\frac{\mu_k^2 + B^2}{\mu_k^2 + B^2 + B} \right]^{1/2} \sin \mu_k x \quad (10)$$

a wartości własne μ_k są dodatnimi pierwiastkami równania:

$$\mu \cdot \operatorname{ctg} \mu = -B \quad (11)$$

Jądrem przekształcenia dla współrzędnej y jest funkcja:

$$K(\nu_n, y) = \sqrt{\frac{K}{B}} \cos \nu_n y, \quad (12)$$

gdzie $K = 1$ dla $\nu_n = 0$

$K = 2$ w pozostałych przypadkach.

Wartości własne ν_n są dodatnimi (łącznie z zerowym) pierwiastkami równania:

$$\sin \nu B = 0, \quad (13)$$

czyli

$$\nu_n = n \frac{\pi}{B}. \quad (13a)$$

Stransformowane dwukrotnie równania (7) ma postać:

$$\bar{w}(\mu^2 + \nu^2) = \frac{\dot{Q}}{N} \sin \frac{1}{2} \mu \quad (14)$$

więc

$$\bar{w} = -\frac{\dot{Q}}{N} \frac{\sin \frac{1}{2} \mu}{\mu^2 + \nu^2} \quad (14a)$$

Dwukrotna transformacja odwrotna daje równanie:

$$w = -\frac{2}{B} \frac{\dot{Q}}{N} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{kn} \cos \nu_n y \sin \mu_k x, \quad (15)$$

gdzie

$$A_{kn} = K \frac{\mu_k^2 + Bi^2}{\mu_k^2 + Bi^2 + Bi} \cdot \frac{\sin \frac{1}{2} \mu_k}{\mu_k^2 + \nu_n^2}, \quad (16)$$

$K = 1$ dla $n = 0$ i $K = 2$ dla $n \geq 1$.

Podstawienie równań (8) i (15) do równania (5) daje poszukiwaną funkcję temperatury:

$$t(x,y) = t_1 \left(1 - \frac{Bi}{1+Bi} x \right) - \frac{2}{B} \frac{\dot{Q}}{\lambda} \sum_{k=1}^{\infty} \left[A_{ko} + \sum_{N=1}^{\infty} A_{kn} \cos \nu_n y \right] \cdot \sin \mu_k x, \quad (17)$$

gdzie:

$$A_{ko} = \frac{\mu_k^2 + Bi^2}{\mu_k^2 + Bi^2 + Bi} \frac{\sin \frac{1}{2} \mu_k}{\mu_k^2};$$

$$A_{kn} = 2 \frac{\mu_k^2 + Bi^2}{\mu_k^2 + Bi^2 + Bi} \cdot \frac{\sin \frac{1}{2} \mu_k}{\mu_k^2 + \nu_n^2}$$

W równaniu (17) nieznaną jest wartość wydajności cieplnej \dot{Q} źródła ciepła. Dla jej wyznaczenia można zastosować nie wykorzystany dotąd warunek konwekcyjnej wymiany ciepła na wewnętrznej powierzchni kanału z płynem chłodzącym:

$$\text{dla } r = \frac{R}{2a}, \quad -\lambda \frac{\partial t}{\partial r} = \alpha_3 (t - t_3), \quad (18)$$

gdzie:

α_3 - współczynnik wnikania ciepła od ściany kanału do płynu,

t_3 - temperatura płynu,

r - współrzędna: promień wychodzący z punktu źródła $(\frac{1}{2}, 0)$.

Warunek (18) nie może być spełniony w każdym punkcie ściany kanału, ponieważ wymianę ciepła na całej ścianie zastąpiono jednym źródłem ciepła. Powinien on być jednak spełniony w formie całkowej, to znaczy wydajność zastępczego ciepła powinna być równa całkowitemu strumieniowi ciepła pobranemu przez ciecz chłodzącą.

$$\dot{Q} = \pi \cdot R \cdot \alpha_3 (t_m - t_3), \quad (19)$$

gdzie: t_m - średnia temperatura ścianki kanału.

Dla obliczenia temperatury t_m , temperaturę w równaniu (17) przedstawiono w funkcji nowych zmiennych (r, φ) przez podstawienie: $x = \frac{1}{2} + r \cos \varphi$
 $y = r \sin \varphi$:

$$t(r, \varphi) = t_1 \left[1 - \frac{Bi}{1+Bi} \left(\frac{1}{2} + r \cos \varphi \right) \right] - \frac{2}{B} \frac{\dot{Q}}{\lambda} \sum_{k=1}^{\infty} \left[A_{k0} + \sum_{n=1}^{\infty} A_{kn} \cos(\nu_n \sin \varphi) \right] \sin \left[\mu_k \left(\frac{1}{2} + r \cos \varphi \right) \right] \quad (20)$$

Średnia temperatura ścianki kanału jest równa:

$$t_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} t(R', \varphi) \cdot d\varphi \quad (21)$$

Podstawiając równanie (20) do (21) otrzymamy:

$$t_m = t_1 \frac{1 + 0,5 Bi}{1+Bi} - 2 \frac{\dot{Q}}{B} I, \quad (22)$$

gdzie:

$$I = \frac{1}{B} \frac{1}{\pi \cdot \lambda} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{kn} \int_0^{\pi} \cos(\nu_n R' \sin \varphi) \sin \left[\mu_k \left(\frac{1}{2} + R' \cos \varphi \right) \right] d\varphi \quad (23)$$

$$R' = \frac{R}{2\delta} \quad (24)$$

Podstawiając równanie (22) do (19) po prostych przekształceniach otrzymamy wzór na wydajność źródła ciepła Q :

$$\dot{Q} = \frac{\pi \cdot R \alpha_3}{1 + \pi R \alpha_3} \cdot I \left(t_1 \frac{1 + 0,5 Bi}{1 + Bi} - t_3 \right) \quad (25)$$

Wydajność źródła ciepła obliczona z równania (25) pozwala na wyznaczenie przybliżonego rozkładu temperatur w segmencie z równania (17).

Znając rozkład temperatur $t(x, y)$ oraz wydajność źródła ciepła Q można obliczyć strumień ciepła pobieranego przez chłodnicę od ściany pieca Q_1 , oraz strumień ciepła oddawanego do otoczenia Q_2 :

$$Q_1 = -\lambda \int_0^R \frac{\partial t}{\partial x} \Big|_{x=0} dy, \quad (26)$$

$$Q_2 = -\lambda \int_0^B \left. \frac{\partial t}{\partial x} \right|_{x=1} dy \quad (27)$$

Podstawienie równania (17) do równań (26) i (27) prowadzi do równań:

$$\dot{Q}_1 = \lambda \frac{Bi}{1+Bi} B t_1 + 2 \dot{Q} \sum_{k=1}^{\infty} A_{ko} \mu_k, \quad (28)$$

$$Q_2 = \lambda \frac{Bi}{1+Bi} B t_1 + 2 \dot{Q} \sum_{k=1}^{\infty} A_{ko} \mu_k \cos \mu_k \quad (29)$$

Dla sprawdzenia całkowitego bilansu cieplnego płyty obliczono różnicę ciepła pobieranego z pieca Q_1 i ciepła oddawanego do otoczenia Q_2 . Powinna ona być oczywiście równa wydajności źródła ciepła Q :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_1 - \dot{Q}_2 &= 2 \dot{Q} \sum_{k=1}^{\infty} A_{ko} \mu_k (1 - \cos \mu_k) = \\ &= \dot{Q} \int_0^1 \sum_{k=1}^{\infty} 2 \frac{\mu_k^2 + Bi^2}{\mu_k^2 + Bi^2 + Bi} \frac{\sin \frac{1}{2} \mu_k}{\mu_k} \mu_k \sin \mu_k x \cdot dx = \\ &= \dot{Q} \int_0^1 \delta(x - \frac{1}{2}) dx = Q \end{aligned}$$

W ostatnim równaniu suma pod całką jest rozwinięciem funkcji $\delta(x - \frac{1}{2})$ w szereg według funkcji $\sin \mu_k x$.

Funkcja $t(x,y)$ oraz wzór na \dot{Q} zawiera podwójną nieskończoną sumę ze względu na wartości własne μ_k i ν_n . Przedstawia to istotne trudności w wykonaniu obliczeń. Dodatkową trudność stanowi słaba zbieżność szeregów. W celu uproszczenia obliczeń zastosowano podstawienie za sumę szeregu [6].

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos kx}{k^2 + a^2} = \frac{\pi}{2a} \frac{\operatorname{ch} a(\pi - x)}{\operatorname{sh} a} - \frac{1}{2a^2} \quad \text{dla } 0 \leq x < 2\pi \quad (30)$$

Podstawienie tej zależności do równań (17) i (24) prowadzi do równań zawierających tylko pojedynczą sumę ze względu na wartość własną μ_k :

$$t(x,y) = t_1 \left(1 - \frac{Bi}{1+Bi} x\right) - \frac{2\dot{Q}}{\lambda} \sum_{k=1}^{\infty} A_k \sin(\mu_k x) \operatorname{ch}[\mu_k (B-y)] \quad (31)$$

$$I = \frac{1}{\lambda \cdot \lambda} \sum_{k=1}^{\infty} A_k \int_0^{\pi} \sin\left[\mu_k \left(\frac{1}{2} + R' \cos \varphi\right)\right] \operatorname{ch}[\mu_k (B-R' \sin \varphi)] d\varphi \quad (32)$$

gdzie

$$A_k = \frac{\mu_k^2 + Bi^2}{\mu_k^2 + Bi^2 + Bi} \frac{\sin \frac{1}{2} \mu_k}{\mu_k \operatorname{sh}(\mu_k B)} \quad (33)$$

Podobnie zmieniają się wzory (28) i (29):

$$\dot{Q}_1 = \lambda \frac{Bi}{1+Bi} B t_1 + 2 \dot{Q} \sum_{k=1}^{\infty} A_k \operatorname{sh}(\mu_k B) \quad (34)$$

$$Q_2 = \lambda \frac{Bi}{1+Bi} B t_1 + 2 \dot{Q} \sum_{k=1}^{\infty} A_k \operatorname{sh}(\mu_k B) \cos \mu_k \quad (35)$$

Równanie identyczne z równaniem (31) można otrzymać krótszą drogą przez jednokrotną transformację równania (7) względem zmiennej x oraz rozwiązanie otrzymanego równania w postaci:

$$\frac{d^2 w}{dy^2} - \mu^2 w - \frac{\dot{Q}}{\lambda} \sin \frac{1}{2} \mu \cdot \delta(y) = 0, \quad (36)$$

metodą podaną przez Friedmana [7]. Przedstawiona powyżej droga, choć dłuższa wydaje się jednak być bardziej przejrzysta.

Otrzymane ostatecznie równania (31), (25), (32) oraz (34) i (35) stanowią podstawę do znalezienia rozkładu temperatur i strumieni ciepła w płycie.

3. PRZYKŁAD OBLICZENIOWY

Przykładowe obliczenia wykonano dla chłodnicy wielkiego pieca. Wymiary, własności materiałów oraz warunki pracy chłodnicy są następujące:

$$a = 70 \text{ mm}$$

$$b = 125 \text{ mm}$$

$$R = 16 \text{ mm}$$

$$\delta_w = 10 \text{ mm}$$

$$\alpha_2 = 5,8 \text{ W/m}^2 \text{ K}$$

$$\alpha_3 = 2626 \text{ W/m}^2 \text{ K}$$

$$t_1 = 100^\circ \text{C}$$

$$t_0 = 20^\circ \text{C}$$

$$\delta_s = 15 \text{ mm}$$

$$\lambda = 29,0 \text{ W/m K}$$

$$\lambda_w = 15,1 \text{ W/m K}$$

$$\lambda_s = 36,5 \text{ W/m K}$$

$$t_3 = 30^\circ\text{C}$$

)_w - masa węglowa,

)_s - pancierz stalowy.

Obliczenia wykonano na maszynie cyfrowej ICL 1900. Założono dokładność obliczeń $\epsilon = 10^{-5}$. Ze względu na słabą zbieżność liczba elementów szeregów musiała być znaczna i dochodziła do 200. W niektórych przypadkach nawet 200 wyrazów nie wystarczało do osiągnięcia tej dokładności. Dotyczy to zwłaszcza temperatur punktów w okolicy osi x (małe y). Rezultaty obliczeń przedstawiono na wykresach: rys. 3 i 4.

Obliczone wartości strumieni ciepła wynoszą:

strumień ciepła pobieranego z pieca: $\dot{Q}_1 = 7029,1 \text{ W/m}$,

strumień ciepła pobieranego przez ciecz: $\dot{Q} = 6311,8 \text{ W/m}$,

strumień ciepła oddawanego do otoczenia: $\dot{Q}_2 = 717,3 \text{ W/m}$.

Rys. 3 przedstawia rozkład temperatury wzdłuż osi x dla różnych, stałych wartości y , oraz rozkład temperatury wzdłuż osi y dla stałych wartości x . Krzywa dla $x = 0,5$, $y = 0$ jest nieciągła ze względu na źródło ciepła w tym punkcie. W tym układzie współrzędnych promień kanału wynosi $R = 0,114$, więc temperatura wewnątrz okręgu o tym promieniu nie ma praktycznego sensu.

Rysunek 4 przedstawia rozkład temperatury i strumieni ciepła na okręgu o promieniu równym promieniowi rury R . Na wykresie tym przedstawiono dwa strumienie ciepła:

$$\dot{Q}_L(\varphi) = -\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_R \quad (37)$$

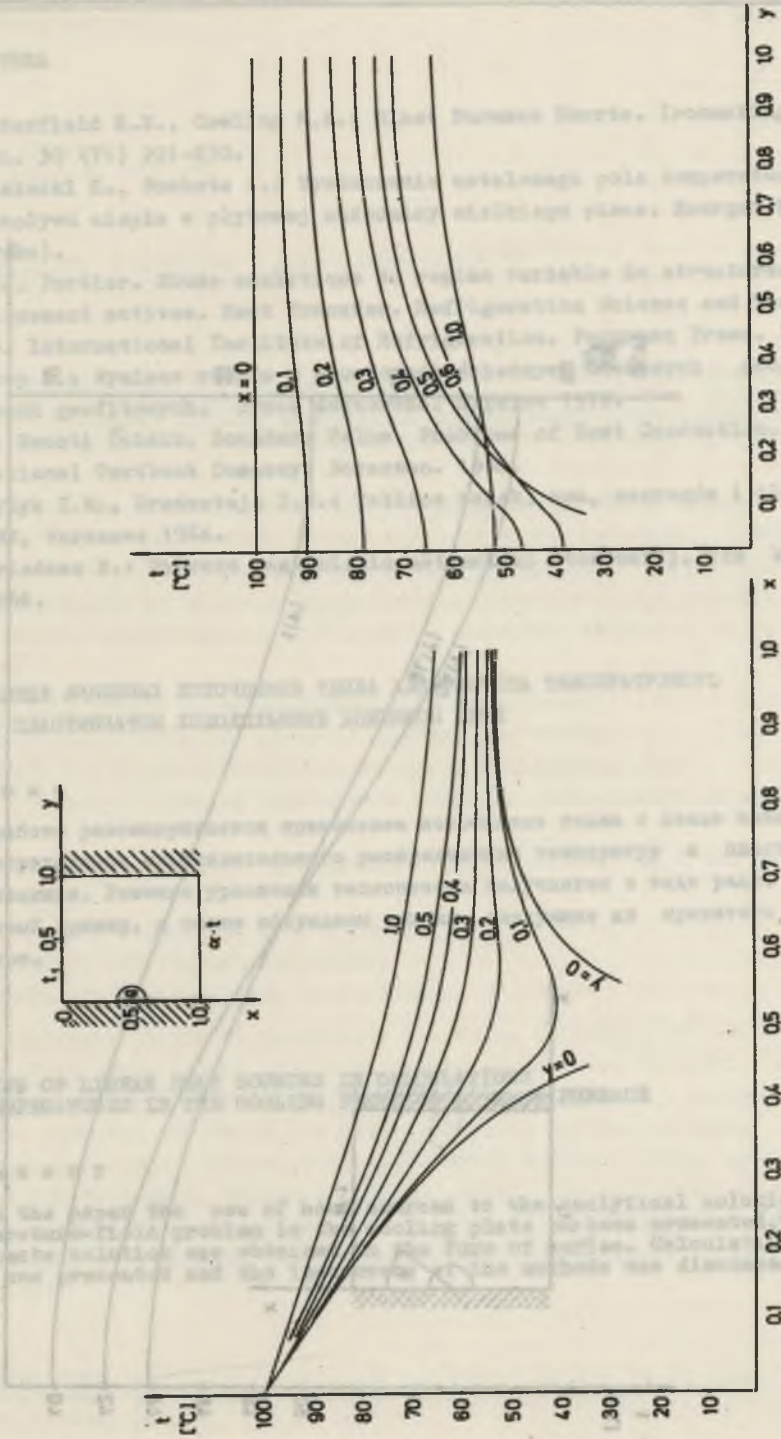
$$\dot{Q}_A(\varphi) = \alpha_3 (t_R - t_3) \quad (38)$$

Rozbieżność między tymi wielkościami obrazuje odchylenie od warunku brzegowego, który powinien być spełniony na wewnętrznej powierzchni rury:

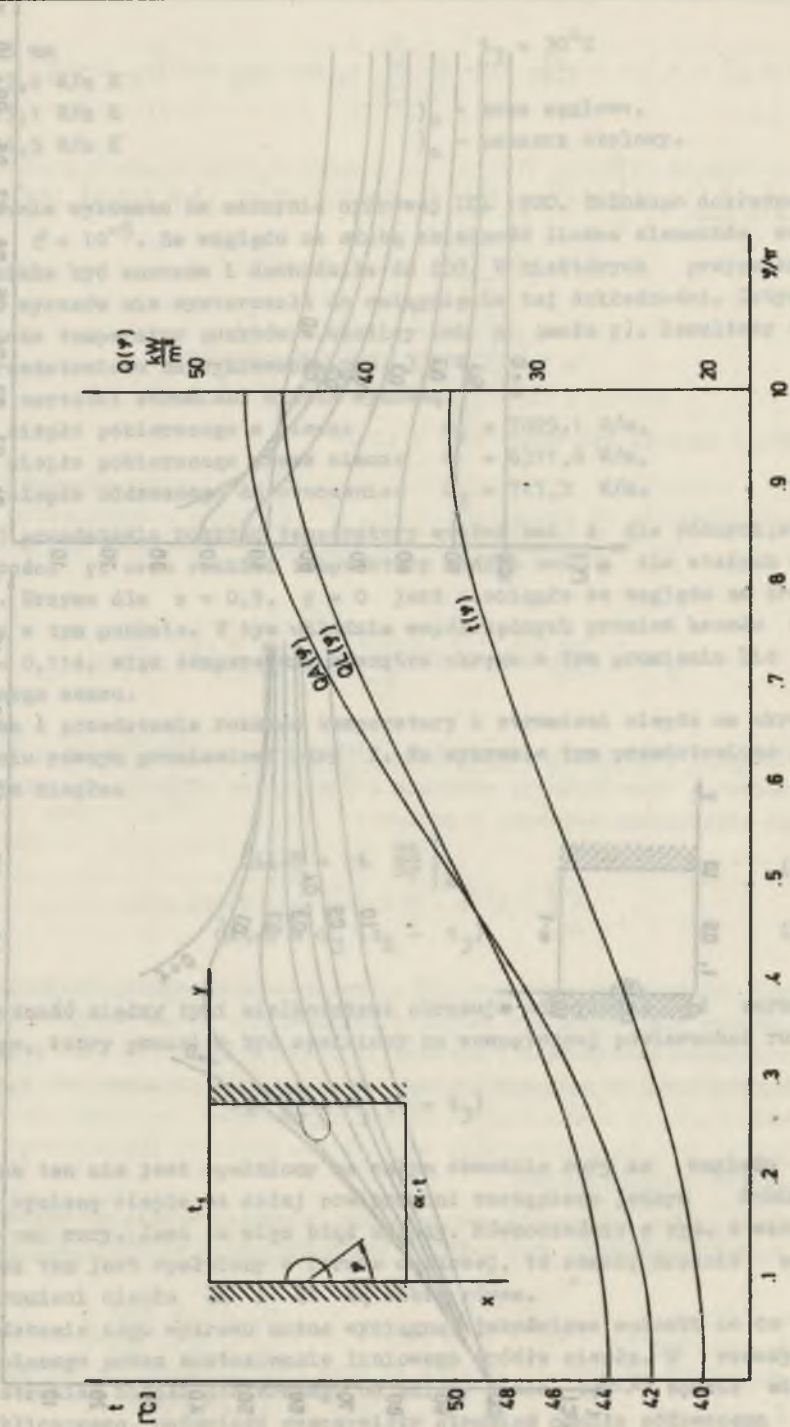
$$-\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_R = \alpha_3 (t - t_3)$$

Warunek ten nie jest spełniony na całym obwodzie rury ze względu na fakt, że wymianę ciepła na całej powierzchni zastąpiono jednym źródłem ciepła w osi rury. Jest to więc błąd metody. Równocześnie z rys. 4 widać, że warunek ten jest spełniony w formie całkowitej, to znaczy średnie wartości strumieni ciepła \dot{Q}_L i \dot{Q}_A są sobie równe.

Na podstawie tego wykresu można wyciągnąć jakościowe wnioski co do błędu popełnionego przez zastosowanie liniowego źródła ciepła. W rzeczywistości, strumień ciepła pobieranego od ściany pieca ($\varphi \approx \pi$) będzie większy od obliczonego, natomiast rzeczywisty strumień ciepła oddawanego do otoczenia ($\varphi \approx 0$), będzie mniejszy.



Rys. 3. Rozkład temperatur w segmencie



Rys. 4. Rozkład temperatury i strumieni ciepła na powierzchni kanału

LITERATURA

- [1] Elderfield R.N., Cowling K.W.: Blast Furnace Hearts. Ironmaking Proc. vol. 30 (71) 221-230.
- [2] Białecki R., Sucheta A.: Wyznaczanie ustalonego pola temperatury i rozprężu ciepła w płytowej chłodnicy wielkiego pieca. Energetyka (w druku).
- [3] J.J. Portier. Etude analytique du regime variable de structures thermiquement actives. Heat Transfer. Refrigeration Science and Technology. International Institute of Refrigeration. Pergamon Press. 1971.
- [4] Krop E.: Wymiana ciepła w prostopadłościennych blokowych podgrzewaczach grafitowych. Praca doktorska. Gliwice 1972.
- [5] M. Necati Özisik. Boundary Value Problems of Heat Conduction. International Textbook Company. Scranton. 1968.
- [6] Ryżyk I.M., Gradsztejn I.S.: Tablice całek, sum, szeregów i iloczynów PWN, Warszawa 1964.
- [7] Friedman B.: Wybrane zagadnienia matematyki stosowanej. PWN Warszawa 1966.

ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА ДЛЯ РАСЧЁТА ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ПЛАСТИНЧАТОМ ХОЛОДИЛЬНИКЕ ДОМЕННОЙ ПЕЧИ

Р е з ю м е

В работе рассматривается применение источников тепла с целью аналитического определения приблизительного распределения температур в пластинчатом холодильнике. Решение уравнения теплового потока получается в виде ряда. Дается расчетный пример, а также обсуждены ошибки, следующие из принятого метода расчетов.

THE USE OF LINEAR HEAT SOURCES IN CALCULATIONS OF TEMPERATURES IN THE COOLING PLATE OF A BLAST FURNACE

S u m m a r y

In the paper the use of heat sources to the analytical solution of the temperature-field problem in the cooling plate has been presented. This approximate solution was obtained in the form of series. Calculational example was presented and the inaccuracy of the methods was discussed.