ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1983
Seria: HUTNICTWO z.24 Nr kol. 746

Czesław SAJDAK

NAGRZEWANIE INDUKCYJNE PŁASKICH I CYLINDRYCZNYCH WSADÓW DWUWARSTWOWYCH

Streszczenie. W pracy przedstawiono metodę obliczania natężenia pola magnetycznego, gęstości prądu indukowanego i mocy czynnej oraz impedancji wzbudnika w płaskich i cylindrycznych wsadach dwuwarstwowych. Do analizy indukcyjnych układów grzejnych ze wzbudnikiem o skończonej wysokości i rdzeniem magnetycznym użyto całkowego przekształcenia Fouriera.

Podano przykłady obliczeniowe rozkładów wielkości pola elektromagnetycznego w płaskich wsadach dwuwarstwowych dla kilku typowych przypadków nagrzewania wsadu stalowego.

1. Wstęp

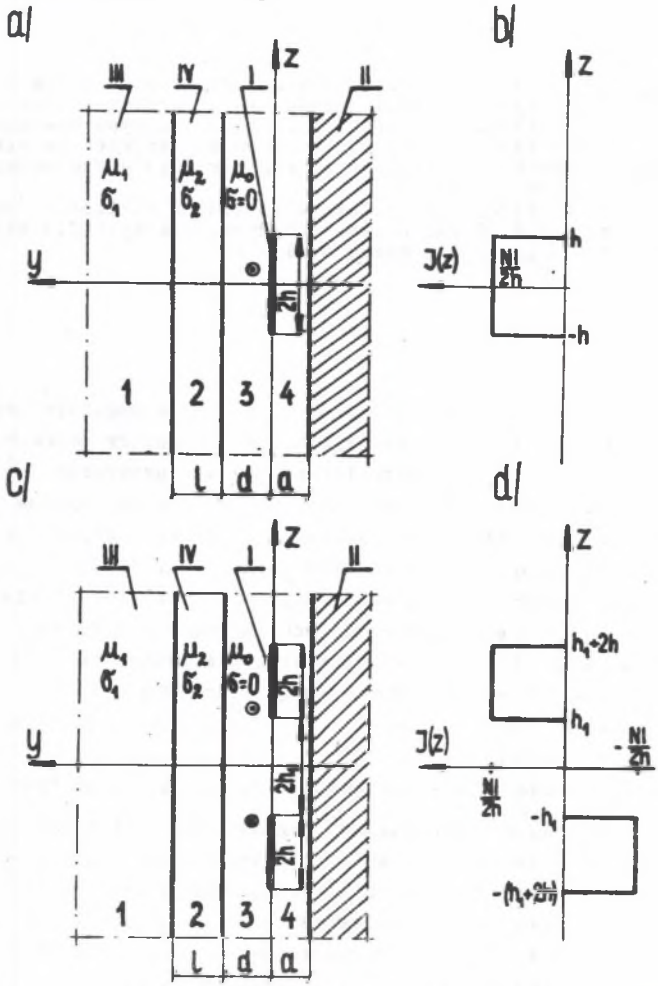
Przy obliczaniu rozkładu wielkości pola elektromagnetycznego w nagrzewnicach indukcyjnych zakłada się zwykle, że parametry elektromagnetyczne całego wsadu: przenikalność magnetyczna μ i konduktywność σ są stałe. Oznacza to przyjęcie izotropowego modelu wsadu, przy czym za μ i σ bierze się wartości średnie dla rozpatrywanego przedziału temperatur T i natężenia pola magnetycznego H. W rzeczywistości $\mu = f(H,T)$, a $\sigma = f(T)$. Typowym przykładem procesu, w którym zmiany μ i σ są szczególnie wyraźne, jest nagrzewanie indukcyjne wsadów stalowych. Można w nim wyróżnić trzy etapy:

- pierwszy trwa do chwili, kiedy powierzchnia osiąga temperaturę przemiany magnetycznej T_C - punkt Curie (stan "zimny");
- w drugim powierzchnia wsadu jest niemagnetyczna, a jego reszta magnetyczna (stan pośredni);
- w trzecim cały wsad traci własności magnetyczne (stan "gorący").

W pierwszym etapie przenikalność magnetyczna jest tylko funkcją natężenia pola magnetycznego; w trzecim - przenikalność całego wsadu jest jednakowa i stała, równa μ_0; w drugim wsad można potraktować jako dwuwarstwowy: warstwa 2 zewnętrzna (powierzchnia) o $\mu = \mu_0$, warstwa 1 wewnętrzna o $\mu = f(H) \gg \mu_0$. W ostatnim przypadku ma się więc do czynienia ze skokową zmianą μ na granicy warstw 1 i 2, nagrzanych do temperatur $T_2 > T_C$, $T_1 < T_C$. W trakcie nagrzewania zmienia się oczywiście również konduktyw-

ność materiału. Dokładna analiza matematyczna zagadnienia elektromagnetycznego w nagrzewnicach indukcyjnych wymaga uwzględnienia rzeczywistych charakterystyk $\mu = f(H,T)$ i $\sigma = f(T)$, co czyni równania Maxwella nieliniowymi. Przybliżone rozwiązanie można otrzymać dla modelu wielowarstwowego wsadu o różnych wartościach μ i σ poszczególnych warstw, lecz stałych w obrębie warstwy. Metodę tę zastosowano m.in. w pracach [1-4] do jednowymiarowej analizy pola elektromagnetycznego.

W najprostszych przypadkach przyjmuje się wsad dwuwarstwowy, co w zupełności wystarcza do obliczeń inżynierskich oraz dobrze przybliża drugi etap nagrzewania wsadu stalowego.

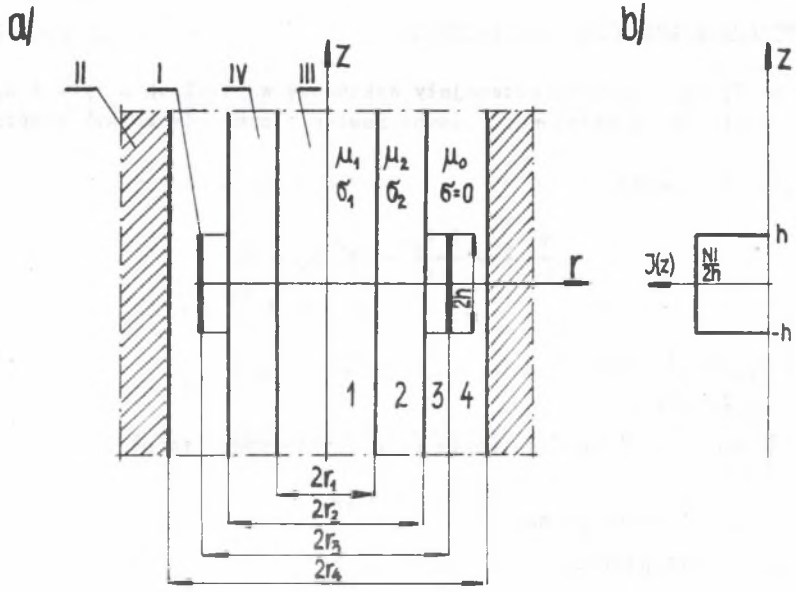


Rys. 1. Modele obliczeniowe płaskich nagrzewnic z wsadami dwuwarstwowymi (a, c) i okłady prądowe (b, d)

I - uzwojenie, II - rdzeń magnetyczny, III - warstwa wewnętrzna wsadu, IV - warstwa zewnętrzna wsadu, 1 - 4 numery obszarów obliczeniowych

Celem pracy jest analiza dwuwymiarowa wielkości pola elektromagnetycznego w płaskich i cylindrycznych nagrzewnicach indukcyjnych ze wsadami dwuwarstwowymi. Ich modele obliczeniowe (rys. 1 i 2) skonstruowano podobnie jak m.in. w [5 - 8], przyjmując następujące założenia upraszczające:

- grubości uzwojeń wzbudników są pomijalnie małe ($g = 0$),
- rdzenie magnetyczne są półprzestrzeniami o $\mu = \infty$ i $\sigma = 0$,
- parametry elektromagnetyczne warstw 1 i 2 są stałe i różne od siebie,
- w układach płaskich (rys. 1 a i c) wzbudnik jest nieskończenie rozległy w kierunku osi x, natomiast rdzeń magnetyczny i wsad nieskończenie rozległe w kierunkach osi x i z; grubość warstwy 1 jest nieograniczona (półprzestrzeń),
- w układzie cylindrycznym (rys. 2) rdzeń magnetyczny i wsad są nieskończenie rozległe w kierunku osi z.



Rys. 2. Model obliczeniowy cylindrycznej nagrzewnicy z wsadem dwuwarstwowym (a) i okład prądowy wzbudnika (b)

I - uzwojenie, II - rdzeń magnetyczny, III - warstwa wewnętrzna wsadu, IV - warstwa zewnętrzna wsadu, 1 ÷ 4 numery obszarów obliczeniowych

Układ grzejny z rys. 1c zawiera uzwojenie pętlowe (kierunki prądów w bokach uzwojenia przeciwne). Kształty okładów prądowych (gęstości liniowych prądu) przedstawiono obok modeli na rys. 1b i d oraz 2b.

Rozwiązanie zagadnienia elektromagnetycznego stanowi oczywiście tylko część kompleksowej analizy procesu nagrzewania indukcyjnego. Dla określenia rozkładu temperatur we wsadzie należy jeszcze rozwiązać równanie Kirchhoffa-Fouriera [9, 10].

Analiza zagadnienia termokinetycznego, zwłaszcza dwu- lub trójwymiarowa, jest osobnym, bardzo złożonym problemem i wykracza poza ramy tej pracy. W dalszym ciągu przedstawi się jedynie rozwiązanie równań pola elektromagnetycznego w modelach obliczeniowych jak na rys. 1 i 2. Wyznaczy się m.in. gęstość objętościową mocy czynnej, która jest punktem wyjścia do określenia pola temperatur we wsadzie oraz elementem łączącym równania pola elektromagnetycznego z równaniem przewodnictwa cieplnego.

Zagadnienie termokinetyczne dla wsadów stalowych jest analizowane szczegółowo m.in. w pracach [11, 12]. Rozpatruje się w nich wszystkie trzy etapy nagrzewania wsadu, lecz przy założeniu, że na wsad nieskończenie rozległy pada fala płaska podłużna lub fala cylindryczna (zagadnienie jednowymiarowe).

2. Równania potencjału wektorowego

Dla przyjętych założeń potencjały wektorowe w modelach z rys. 1 a, c i 2a mają tylko jedną składową, opisaną następującymi równaniami różniczkowymi:

- w układzie płaskim

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} - j\beta^2 A_x = 0, \tag{1}$$

gdzie:

$$A_x = A_{mx}(y,z)\, e^{j\omega t},$$
$$\beta^2 = \omega\mu\sigma = \frac{2}{\delta^2}, \tag{2}$$
$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \text{ - głębokość wnikania pola elektromagnetycznego,}$$
$$\omega = 2\pi f,$$

f - częstotliwość prądu.

- w układzie cylindrycznym

$$\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial A_\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} - \left(\frac{1}{r^2} + j\beta^2\right) A_\varphi = 0, \tag{3}$$

gdzie: $A_\varphi = A_{m\varphi}(r,z)\, e^{j\omega t}$.

Potencjał wektorowy jest w tych równaniach reprezentowany przez wartość maksymalną. W dalszym ciągu indeks "m" będzie się pomijało.

Sposób rozwiązania równań (1) i (3) za pomocą całkowego przekształcenia Fouriera przedstawiono np. w pracach [5 - 7].

3. Układ płaski

Potencjał wektorowy, będący rozwiązaniem szczególnym równania (1), ma w poszczególnych obszarach układów płaskich z rys. 1 następujące postaci:

- w obszarze 1, $y \geqslant d+l$ (warstwa 1)

$$A_{x1} = -2\mu_o \int_0^\infty J(k,z) \frac{q_1 \cosh ka}{k\,Y} e^{-p_1(y-d-l)} dk, \tag{4}$$

- w obszarze 2, $d < y \leqslant d+l$ (warstwa 2)

$$A_{x2} = 2\mu_o \int_0^\infty J(k,z) \frac{\cosh ka}{k\,Y} \left[\sinh p_2(y-d-l) - q_1 \cosh p_2(y-d-l)\right] dk \tag{5}$$

- w obszarze 3, $0 \leqslant y \leqslant d$

$$A_{x3} = 2\mu_o \int_0^\infty J(k,z) \frac{\cosh ka}{k\,Y} \Big\{ q_2 \left[\cosh p_2 l + q_1 \sinh p_2 l\right] \sinh k(y-d) - \\ - \left[\sinh p_2 l + q_1 \cosh p_2 l\right] \cosh k(y-d) \Big\} dk, \tag{6}$$

gdzie:

$$Y = e^{p_2 l} X_2(1 + q_1) - e^{-p_2 l} X_1(1 - q_1),$$

$$X_1 = \sinh k(a + d) - q_2 \cosh k(a + d),$$

$$X_2 = \sinh k(a + d) + q_2 \cosh k(a + d),$$

$$q_1 = \frac{p_2}{p_1} \frac{\mu_1}{\mu_2}, \tag{7}$$

$$q_2 = \frac{p_2}{k} \frac{\mu_o}{\mu_2},$$

$$p_1 = \sqrt{k^2 + j\omega\mu_1\sigma_1},$$

$$p_2 = \sqrt{k^2 + j\omega\mu_2\sigma_2}.$$

Wyrażenie $J(k,z)$ jest funkcją podcałkową transformaty Fouriera gęstości prądu wzbudników i przyjmuje wartości:

- dla uzwojenia z rys. 1a

$$J(k,z) = J_1(k,z) = \frac{NI_m}{\pi h} \frac{\sin kh}{k} \cos kz, \tag{8}$$

- dla uzwojenia pętlowego (rys. 1c)

$$J(k,z) = J_2(k,z) = \frac{2NI_m}{\pi h} \frac{\sin kh}{k} \sin k(h + h_1) \sin kz, \tag{9}$$

przy czym N - liczba zwojów,

I_m - wartość maksymalna natężenia prądu.

W analizowanych układach wielkości pola elektromagnetycznego określone są za pomocą potencjału wektorowego następująco:

- składowe wektora indukcji magnetycznej

$$B_{yi} = \frac{\partial A_{xi}}{\partial z}, \tag{10}$$

$$B_{zi} = -\frac{\partial A_{xi}}{\partial y}. \tag{11}$$

- gęstość prądu indukowanego we wsadzie

$$J_{xi} = -j\omega\sigma_i A_{xi}, \tag{12}$$

gdzie σ_i - konduktywności warstw wsadu (σ_1, σ_2),

- gęstość objętościowa mocy czynnej (gęstość mocy źródeł ciepła w równaniu przewodnictwa cieplnego Kirchhoffa-Fouriera)

$$p_{vi} = \frac{1}{2\sigma_i} \left|J_{xi}\right|^2, \tag{13}$$

- składowa poprzeczna wektora Poyntinga, wnikającego do wsadu (warstw) przez płaszczyznę $y = y_o$

$$S_{yi} = \frac{j\omega}{2\mu_i} A_{xi} \frac{\partial A^*_{xi}}{\partial y}\bigg|_{y=y_o}, \tag{14}$$

gdzie:

A^*_{xi} - wartość zespolona sprzężona A_{xi},

i - numer obszaru obliczeniowego.

Siły elektromotoryczne indukowane w uzwojeniach wzbudników nagrzewnic wynoszą [13]:

- dla uzwojenia z rys. 1a

$$\mathcal{E}_1 = -j\omega \frac{N}{2h} l_u \int_{-h}^{h} A_{x3}(J_1, y=0, z)\, dz, \tag{15}$$

- dla uzwojenia z rys. 1c

$$\mathcal{E}_2 = -2j\omega \frac{N}{2h} l_u \int_{h_1}^{h_1+2h} A_{x3}(J_2, y=0, z)\, dz, \tag{16}$$

gdzie: l_u - długość uzwojenia w kierunku osi x.

Całkowite impedancje uzwojeń[x)] (reaktancja własna Z_o uzwojeń oraz impedancje wniesione przez wsad $Z_w = R_w + jX_w$) oblicza się z zależności:

$$Z_1 = -\frac{\mathcal{E}_1}{I_m} = -j\omega\mu_o l_u \frac{2N^2}{\pi h^2} \int_0^\infty \frac{(\sin kh)^3 \cosh ka}{k^3} \Big\{ q_2 \left[\cosh p_2 l + q_1 \sinh p_2 l\right] \sinh kd + \left[\sinh p_2 l + q_1 \cosh p_2 l\right] \cosh kd \Big\} dk, \tag{17}$$

$$Z_2 = -\frac{\mathcal{E}_2}{I_m} = -j\omega\mu_o l_u \frac{4N^2}{\pi h^2} \int_0^\infty \left[\frac{\sin kh \sin k(h+h_1)}{k}\right]^2 \frac{\cosh ka}{k} \cdot \Big\{ q_2 \left[\cosh p_2 l + q_1 \sinh p_2 l\right] \sin kd + \left[\sinh p_2 l + q_1 \cosh p_2 l\right] \cdot \cosh kd \Big\} dk \tag{18}$$

4. Układ cylindryczny

W układzie cylindrycznym z rys. 2a potencjały wektorowe opisane są związkami:

- w obszarze 1, $0 < r \leqslant r_1$ (warstwa 1)

$$A_{\varphi 1} = \frac{NI\mu_o\mu_1\mu_2\mu_3}{\pi h\, r_1\, r_2} \int_0^\infty \frac{\sin kh}{k} I_1(p_1 r) \frac{M_o}{M} \cos kz\, dk, \tag{19}$$

- w obszarze 2, $r_1 \leqslant r \leqslant r_2$ (warstwa 2)

$$A_{\varphi 2} = \frac{NI\mu_o\mu_2\mu_3}{\pi h\, r_2} \int_0^\infty \frac{\sin kh}{k} \frac{M_o}{M} \left[M_2 I_1(p_2 r) - M_1 K_1(p_2 r)\right] \cos kz\, dk, \tag{20}$$

- w obszarze 3, $r_2 \leqslant r \leqslant r_3$

$$A_{\varphi 3} = -\frac{NI\mu_o\, r_3}{\pi h} \int_0^\infty \frac{\sin kh}{k} \frac{M_o}{M} \left[M_7 I_1(kr) + M_8 K_1(kr)\right] \cos kz\, dk \tag{21}$$

---

x) Przy założeniu, że rezystancja własna uzwojenia $R_o = 0$.

przy czym

$$M_o = I_o(kr_4)\, K_1(kr_3) + K_o(kr_4) I_1(kr_3),$$

$$M_1 = p_1\mu_2 I_o(p_1r_1)\, I_1(p_2r_1) - p_2\mu_1\, I_1(p_1r_1)\, I_o(p_2r_1),$$

$$M_2 = p_1\mu_2\, I_o(p_1r_1)\, K_1(p_2r_1) + p_2\mu_1\, I_1(p_1r_1)\, K_o(p_2r_1),$$

$$M_3 = k\mu_2\, K_o(kr_2)\, K_1(p_2r_2) - p_2\mu_o\, K_1(kr_2)\, K_o(p_2r_2), \tag{22}$$

$$M_4 = k\mu_2\, K_o(kr_2)\, I_1(p_2r_2) + p_2\mu_o\, K_1(kr_2)\, I_o(p_2r_2),$$

$$M_5 = k\mu_2\, I_o(kr_2)\, K_1(p_2r_2) + p_2\mu_o\, I_1(kr_2)\, K_o(p_2r_2),$$

$$M_6 = k\mu_2\, I_o(kr_2)\, I_1(p_2r_2) - p_2\mu_o\, I_1(kr_2)\, I_o(p_2r_2),$$

$$M_7 = M_1M_3 - M_2M_4,$$

$$M_8 = M_1M_5 - M_2M_6,$$

$$M = M_7 I_o(kr_4) - M_8 K_o(kr_4),$$

$$p_1 = \sqrt{k^2 + j\omega\mu_1\sigma_1},$$

$$p_2 = \sqrt{k^2 + j\omega\mu_2\sigma_2}. \tag{23}$$

Wektory indukcji magnetycznej mają dwie składowe:

$$B_{ri} = -\frac{\partial A_{\varphi i}}{\partial z}, \tag{24}$$

$$B_{zi} = \frac{1}{r}\frac{\partial(rA_{\varphi i})}{\partial r}. \tag{25}$$

Wektor Poyntinga dla układu cylindrycznego

$$\vec{S}_i = -\frac{j\omega}{2\mu_i} A_{\varphi i} B^*_{zi}\, \vec{1}_r + \frac{j\omega}{2\mu_i} A_{\varphi i}\, B^*_{ri}\, \vec{1}_z, \tag{26}$$

gdzie $\vec{1}_r$, $\vec{1}_z$ - wektory jednostkowe osi r i z.

Pozostałe wielkości pola elektromagnetycznego $J_{\varphi i}$ i p_{vi} oblicza się z analogicznych wzorów jak dla układu płaskiego.

Siłę elektromotoryczną indukowaną w cylindrycznym uzwojeniu wzbudnika wyznacza się następująco [14]:

$$\mathcal{E} = j\omega 2\pi r_3 \frac{N}{2h} \int_{-h}^{h} A_{\varphi 3}(r=r_3, z)\, dz. \tag{27}$$

Wtedy impedancja uzwojenia, podobnie jak w p.3

$$Z = -2j\omega\mu_0 \left(\frac{Nr_3}{h}\right)^2 \int_0^{\infty} \left[\frac{\sin kh}{k}\right]^2 \frac{M_0}{M} \left[M_7 I_1(kr_3) + M_8 K_1(kr_3)\right] dk \tag{28}$$

5. Zastosowanie. Przykłady obliczeniowe

Przedstawione wyżej związki odnoszą się przede wszystkim do drugiego etapu nagrzewania wsadu stalowego, tzn. do przypadku, gdy powierzchnia wsadu jest niemagnetyczna, a jego reszta - magnetyczna. Stan taki występuje po osiągnięciu przez powierzchnię wsadu temperatury przemiany magnetycznej. Sposób doboru grubości warstwy 2 (zewnętrznej), konduktywności oraz przenikalności obu warstw omówiono szczegółowo w [1]. Grubość warstwy 2, którą należy nagrzać powyżej punktu Curie, jest najczęściej zadana i określona wymaganiami procesu technologicznego. Konduktywności σ_1 i σ_2 przyjmuje się jako wartości średnie dla rozpatrywanego przedziału temperatur.

Przeprowadzona w p. 2, 3 i 4 analiza może być również wykorzystana do obliczeń wielkości pola elektromagnetycznego w pozostałych dwóch etapach nagrzewania wsadów stalowych. Wówczas, w konkretnych obliczeniach, należy przyjmować następujące wartości przenikalności magnetycznej i konduktywności:

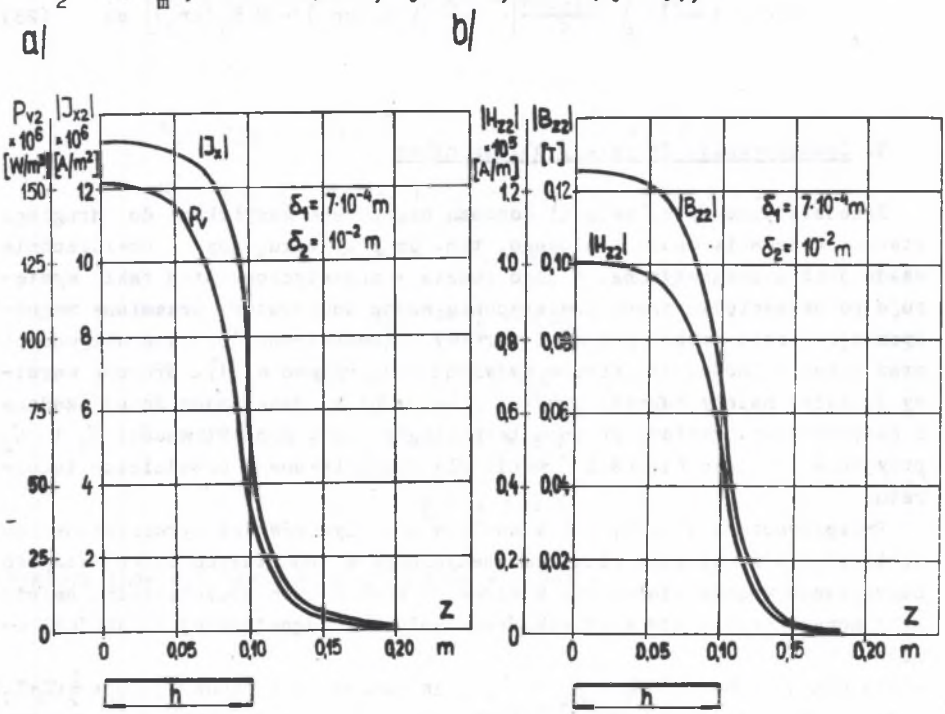
- dla stanu "zimnego" $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_{śr}$ dla temperatury średniej $T_{śr} = \frac{1}{2}(T_p + T_C)$, gdzie T_p - temperatura początkowa wsadu, T_C - temperatura przemiany magnetycznej,
- dla stanu "gorącego" $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_{śr}$, dla temperatury średniej $T_{śr} = \frac{1}{2}(T_C + T_k)$, gdzie T_k - temperatura końcowa wsadu.

Sposób wyznaczenia średniej przenikalności magnetycznej dla stanu "zimnego" podano m.in. w [1].

Przy nagrzewaniu wsadów stalowych w procesach obróbki cieplnej wzbudniki zasila się prądem o częstotliwości podwyższonej i zwykle stosuje się rdzenie magnetyczne. Fakt ten uwzględniono przy konstrukcji modeli obliczeniowych (rys. 1 i 2) oraz w analizie matematycznej zagadnienia. Otrzymane wyżej wzory można również wykorzystać do obliczeń wzbudników bez

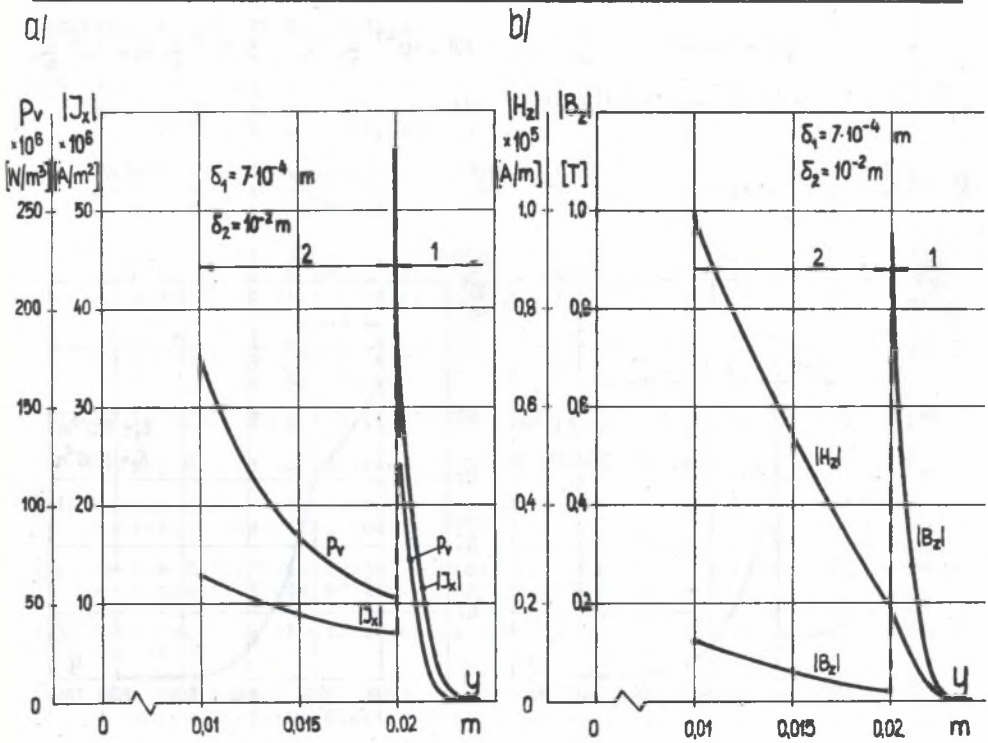
rdzeni magnetycznych. Należy wówczas w równaniach (4) ÷ (7) i (19) ÷ (22) wykonać przejścia graniczne $a \to \infty$ (dla układu płaskiego) lub $r_4 \to \infty$ (dla układu cylindrycznego).

Na rys. 3 - 6 pokazano obliczone przykładowo rozkłady wielkości pola elektromagnetycznego ($|B_z|$, p_v $|J_x|$, $|H_z|$, gdzie $H_{zi} = \frac{B_{zi}}{\mu_i}$ - składowa natężenia pola magnetycznego) dla układu płaskiego.
Wyznaczono je dla następujących przypadków nagrzewania wsadów stalowych:
- $f = 2500$ Hz, $\mu_1 = 160\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$, $\mu_2 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$, $\sigma_1 = 5 \cdot 10^6 \frac{S}{m}$, $\sigma_2 = 10^6 \frac{S}{m}$, $l = 0.01$ m, $y = d = 0{,}01$ m (rys. 3),

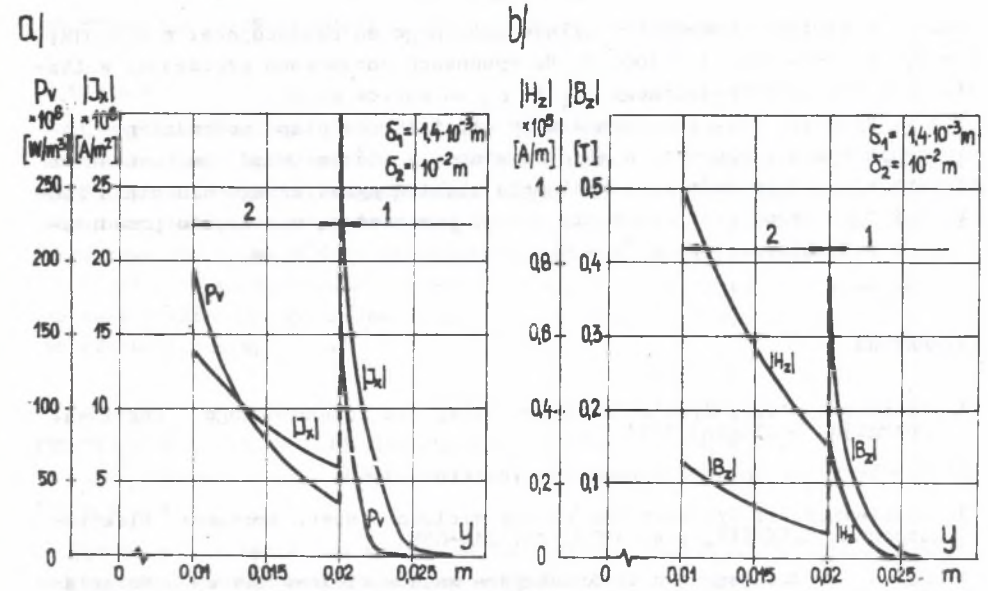


Rys. 3. Zależności p_v, $|J_x|$, $|H_z|$, $|B_z|$ = f(z) na powierzchni warstwy 2 wsadu (y = d) dla przypadku 1

- $f = 2500$ Hz, $\mu_1 = 160\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$, $\mu_2 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$, $\sigma_1 = 5 \cdot 10^6 \frac{S}{m}$, $\sigma_2 = 10^6 \frac{S}{m}$, $l = 0{,}01$ m, $d = 0{,}01$ m, $z = 0$ (rys. 4),
- $f = 2500$ Hz, $\mu_1 = 40\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$, $\mu_2 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$, $\sigma_1 = 5 \cdot 10^6 \frac{S}{m}$, $\sigma_2 = 10^6 \frac{S}{m}$, $z = 0$, $d = 0{,}01$ m, $l = 0{,}01$ m (rys. 5),

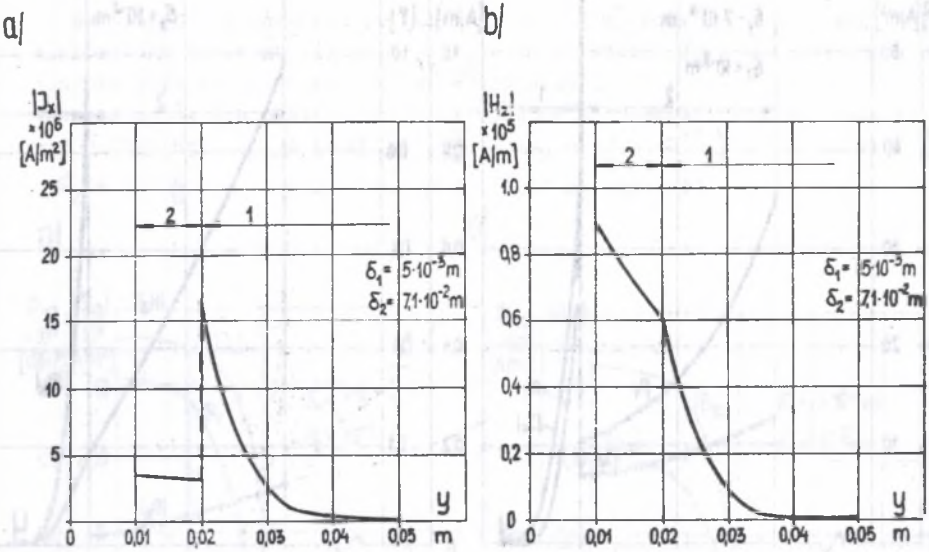


Rys. 4. Rozkłady p_v, $|J_x|$, $|H_z|$, $|B_z|$ = f(y) dla przypadku 2



Rys. 5. Zależności p_v, $|J_x|$, $|H_z|$, $|B_z|$ = f(y) dla przypadku 3

- f = 50 Hz, $\mu_1 = 160\pi \cdot 10^{-7}\ \frac{H}{m}$, $\mu_2 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \frac{H}{m}$, $\sigma_1 = 5 \cdot 10^6\ \frac{S}{m}$, $\sigma_2 = 10^6\ \frac{S}{m}$, z = 0, d = 0,01 m, l = 0,01 m (rys. 6).



Rys. 6. Rozkłady $|J_x|$, $|H_z|$ = f(y) dla przypadku 4

Pozostałe wymiary i parametry układu grzejnego są następujące: a = 0,01m; h = 0,1 m; N = 20; I = 1000 A. Na rysunkach zaznaczono głębokości wnikania pola elektromagnetycznego δ_1 i δ_2 do warstw wsadu.

W przykładach obliczeń ograniczono się tylko do etapu pośredniego nagrzewania wsadu stalowego, a więc do stanu, w którym wsad ma charakter dwuwarstwowy. Rozkładów wielkości pola elektromagnetycznego dla stanu "zimnego" i "gorącego" nie podaje się tutaj, ponieważ są one często przedstawiane w literaturze (np. w [5 - 8]).

LITERATURA

[1] Słuchockij A.E., Ryskin S.E.: Induktory dla indukcionnogo nagriewa. Energija, Leningrad 1974.

[2] Sundberg Y.: Induction heating. Västeras, 1965.

[3] Uczkiewicz J.: Cylindryczne ekrany wielowarstwowe. Archiwum Elektrotechniki t.XXVIII, z.4, 1979, ss. 849-859.

[4] Pasternak J.: Nagrzewanie indukcyjne wsadów wielowarstwowych. Materiały I Konferencji CSEH, Żelazno 1979, ss. 238-246.

[5] Fikus F., Sajdak Cz., Wieczorek T.: Rozkład pola elektromagnetycznego i mocy w płaskiej nagrzewnicy indukcyjnej. Archiwum Elektrotechniki. t.XXVI, z. 4, 1977, ss. 835-844.

[6] Sajdak Cz.: Zastosowanie metody całki Fouriera do analizy indukcyjnego układu grzejnego wsad-wzbudnik. Archiwum Elektrotechniki. t.XXVIII, z. 1, 1979, ss. 203-212.

[7] Fikus F., Wieczorek T., Sajdak Cz.: K woprosu rasczota cilindriczeskich elektromagnitnych pieriemiesziwajuszczich ustrojstw. Światowy Kongres Elektrotechniczny, Moskwa 1977, ref. 4A-39.

[8] Fikus F., Sajdak Cz., Wieczorek T.: Obliczanie jedno- i wielofazowych urządzeń termoindukcyjnych i elektromagnetycznych o symetrii cylindrycznej. Zeszyty Naukowe WSI Opole (w druku).

[9] Łykow A.B.: Tieorija tiepłoprowodnosti. Wysszaja szkoła, Moskwa 1967.

[10] Hering M.: Termokinetyka dla elektryków. WNT, Warszawa 1980.

[11] Pawłow N.A.: Inżeniernyje tiepłowyje rasczoty indukcionnych nagriewatielej. Energija, Moskwa 1978.

[12] Pawłow N.A.: Tiepłowyje rasczoty pri indukcionnom nagriewie listowogo prokata. Trudy WNIITWCz, wyp. 6, 1965, s.25-42.

[13] Krakowski M.: Elektrotechnika teoretyczna. T. II. PWN, Warszawa-Poznań 1979.

[14] Lupi S., Nemkow W.S.: Analiticzeskij rasczot cilindriczeskich indukcionnych sistiem. Elektriczestwo, nr 6, 1978, ss.43-47.

ИНДУКЦИОННЫЙ НАГРЕВ ПЛОСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДВУХСЛОЙНЫХ САДОК

Р е з ю м е

В настоящей работе представлен метод расчёта напряжения магнитного поля, плотности индуктированного тока, активной мощности и полного сопротивления индуктора в плоских и цилиндрических двухслойных садках. Для анализа установок индукционного нагрева с индуктором обладающим конечной высотой и магнитным сердечником было использовано интегральное преобразование фурье.

В работе даны расчетные примеры распределений величины электромагнитного поля в плоских двухслойных садках для нескольких типичных случаев нагрева стальной садки.

INDUCTION HEATING OF FLAT AND CYLINDRICAL TWO-PLY CHARGES

S u m m a r y

The paper presents the method of calculating magnetic intensity, induced current density and active power as well as impedance of an inductor

in flat and cylindrical two-ply charges. Fourier transform was used in the analysis of induction heating systems with an inductor of finite height and with magnetic core.

Analytical examples concerning the distribution of the quantity of electromagnetic field in flat two-ply charges were given for several typical cases of steel charge heating.