ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1979

Seria: HUTNICTWO z. 18 Nr kol. 606

Czesław SAJDAK

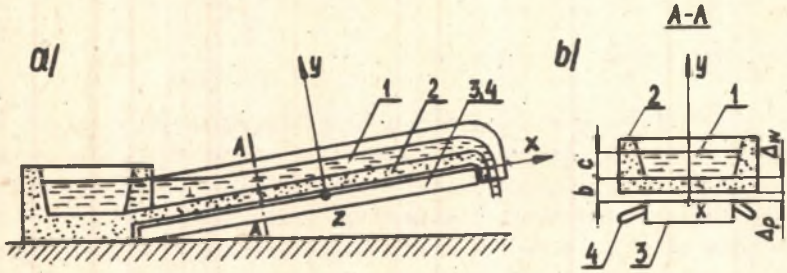
Instytut Metalurgii
Politechnika Śląska

OBLICZANIE SIŁ ELEKTRODYNAMICZNYCH W RYNNACH ELEKTROMAGNETYCZNYCH DO TRANSPORTU CIEKŁYCH METALI

Streszczenie. W pracy przeprowadzono analizę pola elektromagnetycznego w najczęściej stosowanych typach rynien elektromagnetycznych do transportu ciekłych metali, w tym również z zewnętrznym rdzeniem magnetycznym. Podano wzory pozwalające na wyznaczenie wielkości pola elektromagnetycznego w tych urządzeniach oraz składowych gęstości objętościowej sił elektrodynamicznych i całkowitej siły działającej na ciekły metal.

1. WSTĘP

W [1] opisano konstrukcję oraz wyniki badań rynny elektromagnetycznej do transportu ciekłych metali nieżelaznych. Przy jej projektowaniu, do określenia wielkości pola elektromagnetycznego oraz sił elektrodynamicznych, zastosowano metodę obliczeniową, którą przedstawi się w tej pracy.



Rys. 1. Schemat uproszczony rynny elektromagnetycznej do transportu ciekłych metali

a - przekrój wzdłużny, b - przekrój poprzeczny

1 - ciekły metal, 2 - kanał ceramiczny, 3 - rdzeń magnetyczny wzbudnika, 4 - uzwojenie trójfazowe, Δ_w - grubość wymurówki, Δ_p - grubość szczeliny między kanałem i wzbudnikiem

Siły elektrodynamiczne powodujące przemieszczanie ciekłego metalu w rynnie elektromagnetycznej (rys. 1) powstają w wyniku oddziaływania biegnącego pola magnetycznego, wywołanego przez wzbudnik, z prądami indukowanymi w ciekłym metalu. Gęstość objętościowa tych sił wynosi

$$\vec{f} = \vec{J} \times \vec{B}. \tag{1}$$

Gęstość prądu $\vec{J}$ oraz indukcja magnetyczna $\vec{B}$ związane są z pozostałymi wielkościami pola równaniami Maxwella. Zgodnie z [2], w środowisku izotropowym poruszającym się z prędkością $\vec{v}$, można je wyrazić poprzez potencjał wektorowy $\vec{A}$ następująco

$$\nabla^2 \vec{A} + \mu\sigma(\vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{A}) = \mu\sigma \frac{\partial}{\partial t}\vec{A}, \tag{2}$$

przy czym

$$\vec{J} = \sigma\left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{A}\right), \tag{3}$$

$$\vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A}, \tag{4}$$

gdzie:

μ - przenikalność magnetyczna ośrodka,

σ - konduktywność ośrodka.

Wówczas

$$\vec{f} = \sigma\left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{A}\right) \times \mathrm{rot}\,\vec{A}. \tag{5}$$

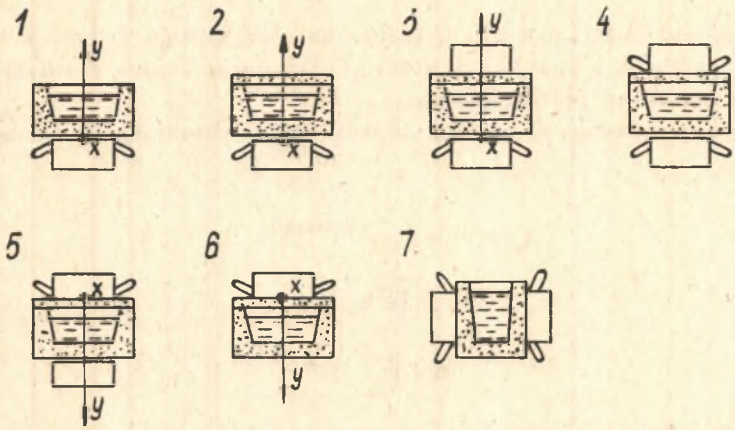
Ze wzoru (5) wynika, że dla wyznaczenia sił elektrodynamicznych należy znać rozkład potencjału wektorowego, który można określić rozwiązując równanie (2).

2. ZAŁOŻENIA I MODEL OBLICZENIOWY

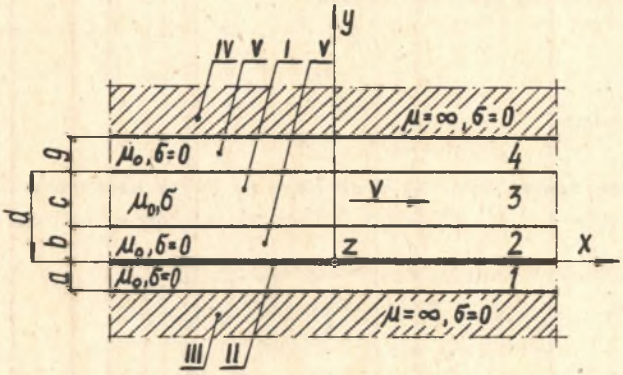
Na rys. 2 pokazano możliwe rozwiązania konstrukcyjne rynien, różniące się między sobą usytuowaniem wzbudnika oraz budową kanału ceramicznego. W wariantach 3 i 5 zastosowano dodatkowy rdzeń magnetyczny (zewnętrzny) w celu zwiększenia wydajności i sprawności urządzenia.

Dokładne obliczenia rynien elektromagnetycznych z rys. 2, z uwzględnieniem wszystkich rzeczywistych wymiarów i parametrów, wymagają rozwiązania równania (2) w układzie trójwymiarowym, co jest zagadnieniem bardzo trudnym, możliwym do wykonania jedynie na drodze numerycznej, przy użyciu maszyn cyfrowych. W literaturze istnieje już wiele opracowań dotyczących metod przybliżonych, dla modeli jednowymiarowych [2-4] (nieskończenie rozległy wsad i wzbudnik) i dwuwymiarowych, np [5-7] (uzwojenie wzbudnika o skończonej długości).

W pracy przeprowadzono analizę matematyczną układu bardziej złożonego i ogólniejszego od dotychczas rozpatrywanych, obejmującego rynny 1, 2, 3, 5 i 6 z rys. 2. Dla otrzymania możliwie prostych i przydatnych do celów



Rys. 2. Rozwiązania konstrukcyjne rynien elektromagnetycznych



Rys. 3. Model obliczeniowy rynny elektromagnetycznej

I - wsad (ciekły metal), II - uzwojenie wzbudnika, III - rdzeń magnetyczny wzbudnika, IV - rdzeń magnetyczny zewnętrzny, V - szczeliny powietrzne 1-4 - numery obszarów obliczeniowych

praktycznych związków, obliczenia wykonano w modelu uproszczonym rynny (rys. 3), w którym:

- ciekły metal zastąpiono wsadem jednorodnym o stałych wartościach μ_0 i σ poruszającym się z prędkością średnią v;
- rdzenie magnetyczne posiadają przenikalność magnetyczną $\mu = \infty$ i konduktywność $\sigma = 0$;
- wsad i rdzenie magnetyczne są nieskończenie rozległe w kierunkach osi x i z;
- rzeczywiste uzwojenie zastąpiono nieskończenie cienkim uzwojeniem ciągłym, nieskończenie rozległym w kierunkach osi x i z.

Przyjęcie do obliczeń wzbudnika nieskończenie rozległego oznacza zaniedbanie poprzecznego i podłużnego efektu brzegowego, a więc rozwiązanie ma w zasadzie charakter jednowymiarowy.

Zakłada się ponadto, że gęstość liniowa prądu wzbudnika opisana jest związkiem

$$J_w(x,t) = J_o e^{j(\omega t - \alpha x)} \tag{6}$$

gdzie

$$J_o = \sqrt{2}\, k_u J, \tag{7}$$

$$\alpha = \frac{\pi}{\tau}, \tag{8}$$

τ - podziałka biegunowa,
k_u - współczynnik uzwojenia dla podstawowej harmonicznej,
J - wartość skuteczna gęstości prądu,
$\omega = 2\pi f$.

3. POTENCJAŁ WEKTOROWY

W modelu obliczeniowym (rys. 3) prąd płynący przez uzwojenie wzbudnika ma jedynie składową w osi z, a więc i potencjał wektorowy będzie miał tylko tę składową[1)]

$$\vec{A} = A_z(x,y,t)\,\vec{1}_z = A\,\vec{1}_z, \quad A_x = A_y = 0. \tag{9}$$

Zgodnie z założeniem ciekły metal porusza się w kierunku osi x, a zatem

$$\vec{v} = v_x\,\vec{1}_x = v\,\vec{1}_x. \tag{10}$$

Po uwzględnieniu zależności (9) i (10) równanie (2) uprości się do

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = \mu_o G\left(\frac{\partial A}{\partial t} + v\frac{\partial A}{\partial x}\right). \tag{11}$$

Potencjał wektorowy powinien mieć postać podobną do gęstości liniowej prądu wzbudnika (6)

$$A(x,y,t) = A_o\, e^{j(\omega t - \alpha x)}. \tag{12}$$

---

1) Dla uproszczenia zapisu będzie się pomijać dalej indeksy x i z, przy składowych potencjału wektorowego i prędkości ciekłego metalu.

Po wprowadzeniu ostatniego związku do równania (11), otrzymuje się ostatecznie

$$\frac{d^2A_o}{dy^2} - (\alpha^2 + j\omega\mu_o \sigma s) A_o = 0, \tag{13}$$

gdzie:

$$s = \frac{v_s - v}{v_s}, \tag{14}$$

$$v_s = 2f\tau, \tag{15}$$

s - poślizg,
v_s - prędkość pola biegnącego,
f - częstotliwość prądu wzbudnika.

Rozwiązaniem ogólnym równania różniczkowego (13) jest funkcja

$$A_o = C\, e^{\beta y} + D\, e^{-\beta y}, \tag{16}$$

przy czym

$$\beta = \sqrt{\alpha^2 + j\omega\mu_o \sigma s}, \tag{17}$$

która przyjmuje w poszczególnych obszarach obliczeniowych, oznaczonych indeksami i (i = 1,2,3,4), następujące postaci:

- w obszarach 1, 2, 4 z uwagi na $\sigma = 0$, $\beta = \alpha$ i wtedy

$$A_{oi} = C_i\, e^{\alpha y} + D_i\, e^{-\alpha y}; \quad (i = 1,2,4) \tag{18}$$

- w obszarze 3

$$A_{o3} = C_3\, e^{\beta y} + D_3\, e^{-\beta y}. \tag{19}$$

Stałe C_i i D_i wyznacza się ze znanych z elektrodynamiki warunków brzegowych [8], które powinny być spełniane przez funkcje (18) i (19). Ostatecznie, po uwzględnieniu zależności (7) i (12)[2]:

[2] Postaci potencjałów wektorowych w obszarach 1 i 4 nie podano tutaj, ponieważ ich znajomość nie jest konieczna do obliczeń parametrów rynny.

- w obszarze 2 $(0 \leqslant y \leqslant b)$

$$A_2(x,y,t) = \frac{\sqrt{2}\,\mu_o\, k_u\, J\, \mathrm{ch}\alpha a}{\alpha M(\alpha)} \Big[(S\, e^{\beta c} + R\, e^{-\beta c}).\mathrm{ch}\alpha(y-b) - (S\, e^{\beta c} - R\, e^{-\beta c})q\, .\, \mathrm{sh}\alpha(y-b)\Big].\, e^{j(\omega t-\alpha x)}, \tag{20}$$

- w obszarze 3 $(b \leqslant y \leqslant d)$

$$A_3(x,y,t) = \frac{2\sqrt{2}\,\mu_o\, k_u\, J\, \mathrm{ch}\alpha a}{\alpha M(\alpha)} \Big[q.\mathrm{ch}\beta(y-d) - \mathrm{th}\alpha g.\mathrm{sh}\beta(y-d)\Big]\, .\, e^{j(\omega t-\alpha x)}, \tag{21}$$

gdzie:

$$M(\alpha) = (S\, e^{\beta c} + R\, e^{-\beta c})\, .\, \mathrm{sh}\alpha(a+b) + (S\, e^{\beta c} - R\, e^{-\beta c}).\, q.\mathrm{ch}\alpha(a+b), \tag{22}$$

$$R = q - \mathrm{th}\alpha g, \tag{23}$$

$$S = q + \mathrm{th}\alpha g, \tag{24}$$

$$q = \frac{\beta}{\alpha} = \sqrt{1 + j\,\frac{s\, v_s\, \mu_o\, \sigma}{\alpha}}. \tag{25}$$

4. INDUKCJA MAGNETYCZNA, GĘSTOŚĆ PRĄDÓW INDUKOWANYCH, MOC

Zgodnie ze wzorami (3), (4) i (9) indukcja magnetyczna oraz gęstość prądów indukowanych określone są zależnościami

$$\vec{B} = \frac{\partial A}{\partial y}\vec{1}_x - \frac{\partial A}{\partial x}\vec{1}_y = B_x\vec{1}_x + B_y\vec{1}_y, \tag{26}$$

$$\vec{J} = J_z\vec{1}_z = \sigma\left(-\frac{\partial A}{\partial t} + v.B_y\right)\vec{1}_z = -\sigma\left(\frac{\partial A}{\partial t} + v\,\frac{\partial A}{\partial x}\right)\vec{1}_z. \tag{27}$$

Po podstawieniu do (26) i (27) potencjałów wektorowych wg (20) i (21), otrzymuje się

- w obszarze 2

$$B_{2x} = \frac{\sqrt{2}\,\mu_o\, k_u\, J\, \mathrm{ch}\alpha a}{\alpha M(\alpha)} \Big[(S\, e^{\beta c} + R\, e^{-\beta c})\, .\, \mathrm{sh}\alpha(y-b) - (S\, e^{\beta c} - R\, e^{-\beta c})\, .\, q.\mathrm{ch}\alpha(y-b)\Big].e^{j(\omega t-\alpha x)}, \tag{28}$$

$$B_{2y} = \frac{j\sqrt{2}\,\mu_o\, k_u\, J\, \mathrm{ch}\alpha a}{M(\alpha)} \Big[(S\, e^{\beta c} + R\, e^{-\beta c}).\mathrm{ch}\alpha(y-b) - \\ - (S\, e^{\beta c} - R\, e^{-\beta c})\, .\, q.\mathrm{sh}\alpha(y-b)\Big].e^{j(\omega t-\alpha x)} \tag{29}$$

- w obszarze 3

$$B_{3x} = \frac{2\sqrt{2}\,\mu_o\, k_u\, J\, q\, \mathrm{ch}\alpha a}{M(\alpha)} \Big[q.\mathrm{sh}\beta(y-d) - \mathrm{th}\alpha g.\mathrm{ch}\beta(y-d)\Big]. \\ e^{j(\omega t-\alpha x)} \tag{30}$$

$$B_{3y} = \frac{j\, 2\sqrt{2}\,\mu_o\, k_u\, J\, \mathrm{ch}\alpha a}{M(\alpha)} \Big[q.\mathrm{ch}\beta(y-d) - \mathrm{th}\alpha g.\mathrm{sh}\beta(y-d)\Big]\, .\, e^{j(\omega t-\alpha x)}, \tag{31}$$

$$J_3 = -\frac{j\, 2\sqrt{2}\, s\, v_s\, \mu_o\, \sigma\, k_u\, J\, \mathrm{ch}\alpha a}{M(\alpha)} \Big[q.\mathrm{ch}\beta(y-d) - \mathrm{th}\alpha g.\mathrm{sh}\beta(y-d)\Big]. \\ .\, e^{j(\omega t-\alpha x)}. \tag{32}$$

Moc czynną wydzieloną we wsadzie [illegible] następująco [8]

$$P = \frac{1}{\sigma}\int_V \left|J_3.J_3^*\right| dV = \frac{1}{\sigma}\int_V \left|J_3\right|^2 dV, \tag{33}$$

gdzie:

J_3^* - wartość sprzężona gęstości prądu indukowanego (32),

V - objętość ciekłego metalu w kanale rynny.

5. SIŁA ELEKTRODYNAMICZNA

Wektor gęstości objętościowej siły elektrodynamicznej określony jest wzorem (1), przy czym wektory $\vec{J}$ i $\vec{B}$ są funkcjami współrzędnych przestrzennych (x,y,z) oraz czasu t. Dla przebiegów sinusoidalnie zmiennych średnia za okres wartość $\vec{f}$ wynosi [4]

$$\vec{f}_{śr} = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left[\vec{J} \times \vec{B}^*\right]. \tag{34}$$

W analizowanym przypadku wektor $\vec{f}_{śr}$ ma dwie składowe

$$\vec{f}_{śr} = f_{śrx}\,\vec{1}_x + f_{śry}\,\vec{1}_y, \tag{35}$$

gdzie:

$$f_{śrx} = -\frac{1}{2}\,\mathrm{Re}(J_3\, .\, B_{3y}^*), \tag{36}$$

$$f_{śry} = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}(J_3 . B^*_{3x}). \tag{37}$$

Składowa wzdłużna $f_{śrx}$ powoduje przemieszczanie ciekłego metalu wzdłuż osi x, natomiast składowa poprzeczna $f_{śry}$ - odpychanie metalu od powierzchni koryta ceramicznego (zjawisko lewitacji). Najbardziej interesująca jest oczywiście znajomość $f_{śrx}$, gdyż jej wartość decyduje o własnościach rynny elektromagnetycznej. Po podstawieniu do wzoru (36) wyrażeń (31) i (32), otrzymuje się

$$f_{śrx} = -4sv_s G\mu_o^2\, k_u^2\, J^2\, \mathrm{ch}^2\alpha a\, \frac{|K(\beta,y)|^2}{|M(\alpha)|^2}, \tag{38}$$

gdzie
$$K(\beta,y) = q.\mathrm{ch}\beta(y-d) - \mathrm{th}\alpha g.\mathrm{sh}\beta(y-d). \tag{39}$$

Siła całkowita F_x działająca na ciekły metal równa jest całce objętościowej z gęstości siły $f_{śrx}$. Ponieważ układ jest nieskończenie rozległy wzdłuż osi x i z

$$F_x = 2p\tau s_z \int_b^d f_{śrx}\, dy, \tag{40}$$

gdzie:

$l = 2p\tau$ - długość wzbudnika rzeczywistego,
p - liczba par biegunów,
s_z - szerokość wzbudnika rzeczywistego.

6. RYNNA ELEKTROMAGNETYCZNA BEZ ZEWNĘTRZNEGO RDZENIA MAGNETYCZNEGO

Po wykonaniu we wzorach (28) - (32) i (38) przejścia granicznego $g \to \infty$, otrzymuje się związki opisujące wielkości pola elektromagnetycznego w rynnach 1, 2 i 6 z rys. 2, bez zewnętrznych rdzeni magnetycznych. W obszarze 3 (ciekły metal) przyjmują one następujące postaci[3]:

$$B^o_{3x} = \frac{\sqrt{2}\,\mu_o\, k_u\, J\, q\, \mathrm{ch}\alpha a}{M^o(\alpha)} \left[q.\mathrm{sh}\beta(y-d) - \mathrm{ch}\beta(y-d)\right] . e^{j(\omega t-\alpha x)} \tag{41}$$

$$B^o_{3y} = \frac{j\sqrt{2}\,\mu_o\, k_u\, J\, \mathrm{ch}\alpha a}{M^o(\alpha)}\, K^o(\beta,y)\, .\, e^{j(\omega t-\alpha x)}, \tag{42}$$

[3] Wielkości pola elektromagnetycznego w układzie bez rdzenia zewnętrznego oznaczono dodatkowym indeksem "o".

$$J_3^o = -\frac{j\sqrt{2}\, s\, v_s\, \mu_o\, \sigma k_u\, J\, ch\alpha a}{M^o(\alpha)}\, K^o(\beta,y).e^{j(\omega t-\alpha x)}, \tag{43}$$

$$f^o_{śrx} = -s\, v_s \sigma \mu_o^2\, k_u^2\, J^2\, ch^2\alpha a\, \frac{|K^o(\beta,y)|^2}{|M^o(\alpha)|^2}, \tag{44}$$

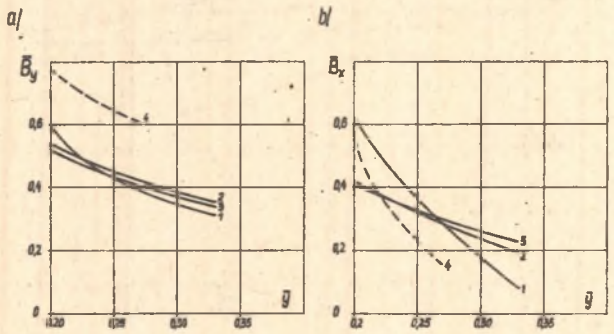
gdzie:

$$M^o(\alpha) = \left[sh\beta c+q.ch\beta c\right].sh\alpha(a+b) + \left[q.sh\beta c+ch\beta c\right].q.ch\alpha(a+b), \tag{45}$$

$$K^o(\beta,y) = q.ch\beta(y-d) - sh\beta(y-d). \tag{46}$$

7. PRZYKŁAD OBLICZENIOWY

Przedstawione w pracy związki zastosowano do wyznaczenia wielkości pola elektromagnetycznego i sił elektrodynamicznych w rynnie, zbudowanej w Instytucie Metalurgii Politechniki Śląskiej [1]. Do obliczeń przyjęto następujące dane: a = 0,02 m, b = 0,03 m, c = 0,01; 0,02 m, g = 0-0,07 m i $g \to \infty$ (rynna bez rdzenia zewnętrznego), l = 1,8 m, s_z = 0,2 m, v_s=15 m/s $\mu_o = 4\pi.10^{-7}\ \frac{Vs}{Am}$, $\sigma = 16{,}4.10^6\ \frac{S}{m}$ (konduktywność Zn w temperaturze 20°C) oraz $\sigma = 2{,}7.10^6\ \frac{S}{m}$ (konduktywność ciekłego cynku przy 500°C), τ = 0,15 m, $\omega = 314\ \frac{1}{s}$.

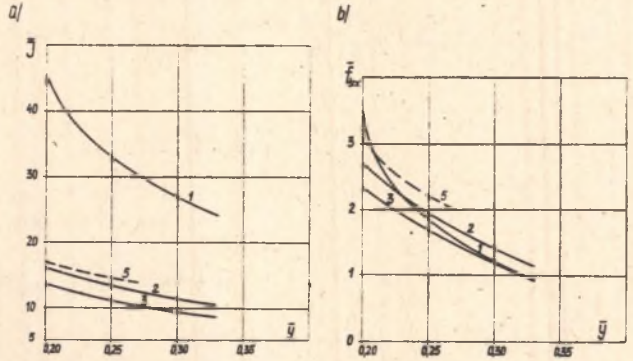


Rys. 4. Przebiegi funkcji $\bar{B}_y$, $\bar{B}_x = f(\bar{y})$ dla $\bar{a}$ = 0,13, $\bar{b}$ = 0,20, $\bar{g} \to \infty$ oraz: 1 - $\bar{c}$ = 0,13, $\bar{k}$ = 14,75; 2 - $\bar{c}$ = 0,13, $\bar{k}$ = 2,43; 3 - $\bar{c}$ = 0,13, $\bar{k}$ = 1,94; 4 - $\bar{c}$ = 0,07, $\bar{k}$ = 14,75

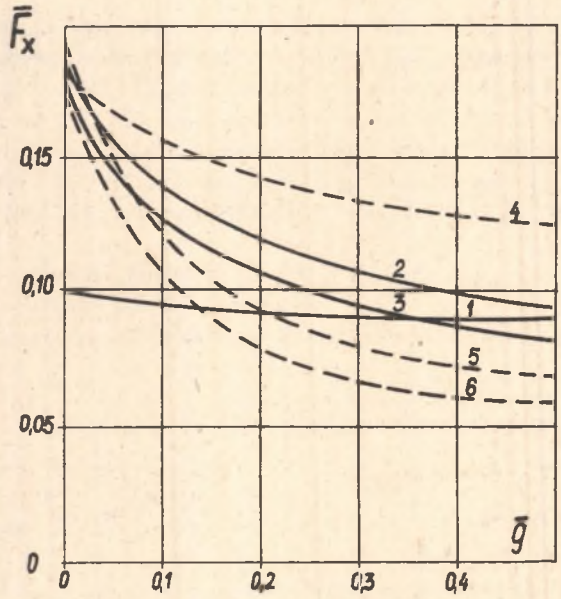
Wyniki przedstawiono na rys. 4-7, przy czym wszystkie wielkości podano w postaciach względnych:

$$\bar{a} = \frac{a}{\tau},\quad \bar{b} = \frac{b}{\tau},\quad \bar{c} = \frac{c}{\tau},\quad \bar{g} = \frac{g}{\tau},\quad \bar{k} = \frac{\omega\mu_o\sigma}{\alpha^2}\, s,$$

$$\bar{y} = \frac{y}{\tau},\quad \bar{B}_x = \frac{B_x}{J_o\,\mu_o},\quad \bar{B}_y = \frac{B_y}{J_o\,\mu_o},\quad \bar{J} = \frac{J}{J_o},$$



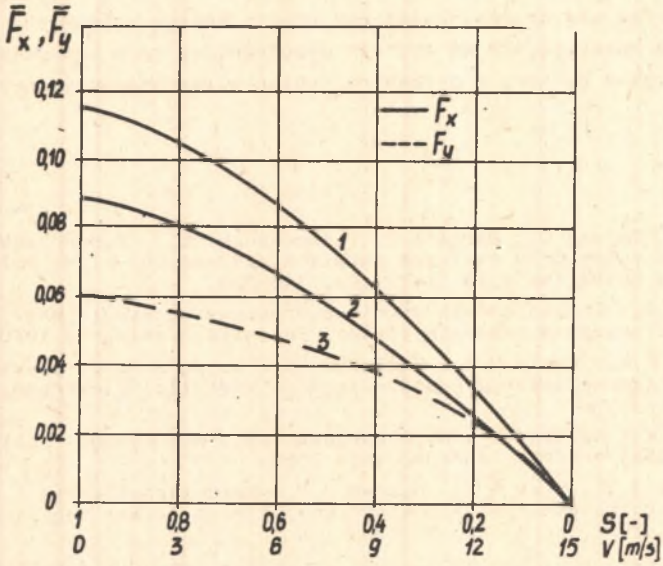
Rys. 5. Przebiegi funkcji $\bar{J}$, $\bar{f}_{śrx} = f(\bar{y})$
5 - $\bar{c}$ = 0,07, $\bar{k}$ = 2,45 (pozostałe oznaczenia jak na rys. 4)



Rys. 6. Przebieg funkcji $\bar{F}_x = f(\bar{g})$
6 - $\bar{c}$ = 0,07, $\bar{k}$ = 1,94 (pozostałe oznaczenia jak na rys.4 i 5)

$$\bar{F}_x = \frac{F_x}{J_o^2 \mu_o}, \quad \bar{F}_y = \frac{F_y}{J_o^2 \mu_o}, \quad \bar{f}_{śrx} = \frac{f_{śrx}}{J_o^2 \mu_o}.$$

Taka forma prezentacji rezultatów obliczeń umożliwia wykorzystanie ich również dla innych rynien elektromagnetycznych, o tych samych parametrach i wymiarach względnych.



Rys. 7. Zależność wartości względnych składowych siły elektrodynamicznej $\bar{F}_x$ i $\bar{F}_y$ od poślizgu i prędkości metalu
1,3 - $\bar{a}$ = 0,13, $\bar{b}$ = 0,20, $\bar{c}$ = 0,13, $\bar{g}$ = 0,20, 2 - $\bar{a}$ = 0,13, $\bar{b}$ = 0,20, $\bar{c}$ = 0,13, $\bar{g} \to \infty$

Poszczególnym wartościom współczynnika $\bar{k}$ odpowiadają następujące dane:

$\bar{k}$ = 14,75 - σ = 16,4.10^6 $\frac{S}{m}$, s = 1 (wsad stały),

$\bar{k}$ = 1,94 - σ = 2,7.10^6 $\frac{S}{m}$, s = 0,8
$\bar{k}$ = 2,43 - σ = 2,7.10^6 $\frac{S}{m}$, s = 1 } (ciekły metal)

Szczególnie ciekawe wnioski wynikają z charakterystyki $\bar{F}_x = f(\bar{g})$ (rys. 6). Na ich podstawie można ocenić wpływ zewnętrznego rdzenia magnetycznego na wielkość siły elektrodynamicznej wprawiającej w ruch ciekły metal, a więc pośrednio na wydajność rynny. Na przykład przy założeniu, że minimalna wartość g = 0,02 m ($\bar{g}$ = 0,14) z krzywej 3 ($\bar{k}$ = 1,94, s = 0,8) wynika, że zastosowanie zewnętrznego rdzenia magnetycznego spowoduje wzrost składowej F_x siły o ok. 35%.

8. PODSUMOWANIE

Przedstawiona w pracy metoda wyznaczania wielkości pola elektromagnetycznego i sił elektrodynamicznych jest przydatna do przybliżonego obliczania rynien elektromagnetycznych i może być zastosowana do projektowania tych urządzeń. Wzory mają bardzo prostą postać, dzięki czemu oblicze-

nia przeprowadza się szybko, nawet bez użycia maszyn cyfrowych. Mimo wielu założeń upraszczających we wzorach uwzględnione są w zasadzie wszystkie najważniejsze wymiary i parametry rynien elektromagnetycznych.

LITERATURA

[1] Gudra P., Sajdak C., Barglik J., Szczepański Z.: Rynna elektromagnetyczna do transportu ciekłych metali nieżelaznych. ZN Politechniki Śląskiej, Hutnictwo z.18 (1979) ss. 249-258.

[2] Voldek A.I.: Indukcionnyje magnitogidrodinamiczieskije masziny s żidkomietałłiczieskim raboczim tiełom. Energija, Leningrad 1970.

[3] Koczniew E.K., Rezin M.G.: Issledowanije ustrojstwa po elektromagnitnomu pieriemiesziwaniju raspławliennogo mietałła. Elektromechanika nr 9/1962.

[4] Krumin J.K.: Wzaimodiejstwije bieguszcziego magnitnogo polja s prowodjaszcziej średoj. Zinatne, Riga 1968.

[5] Valdmanis J.J., Veze A.K., Husman I.M.: Raspriedielienije płotnosti siły w pribliżiennoj modeli elektromagnitnogo łotka. Magnitnaja gidrodinamika, 1971, nr 4, ss. 87-93.

[6] Ochriemienko N.M.: Osnowy tieorii i projektirowanija indukcionnych nasosow dlja żidkich mietałłow. Atomizdat, Moskwa 1968.

[7] Cirkunow V.E. i inni: Beskontaktnyj kontrol potoka żidkich mietałłow. Zinatne, Riga 1973.

[8] Kupalan S.D.: Teoria pola elektromagnetycznego. WNT, Warszawa 1967.

РАСЧЁТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛОТКАХ ДЛЯ ТРАНСПОРТА ЖИДКОГО МЕТАЛЛА

Р е з ю м е

В статье произведён анализ электромагнитного поля в очень часто применяемых типах электромагнитных лотков для транспортирования жидкого металла, а также с внутренним магнитным стержнем. Даются формулы при помощи, которых можно определить величину электромагнитного поля в этих устройствах, а также составляющих объёмных плотностей электродинамических сил и полной силы действующей на жидкий металл.

CALCULATION OF ELECTRO-DYNAMIC FORCES IN THE ELECTRO-MAGNETIC CHANNELS SERVING TO LIQUID METALS TRANSPORTATION

S u m m a r y

In the paper the analysis of electro-magnetic field occuring in the most commonly used types of electro-magnetic channels serving to liquid metals transportation has been performed, including channels with an external magnetic core. The formulas allowing for defining the magnitudes of the electro-magnetic field occuring in this plant were presented, as well as the constituents of capacitive density of electro-dynamic forces, and the total force affecting the liquid metal.