

Stefan PASZEK

Instytut Podstawowych Problemów
Elektrotechniki i Energoelektroniki
Politechniki Śląskiej

WŁASNOŚCI OBWODU MAGNETYCZNEGO Z BLOKIEM LITYM

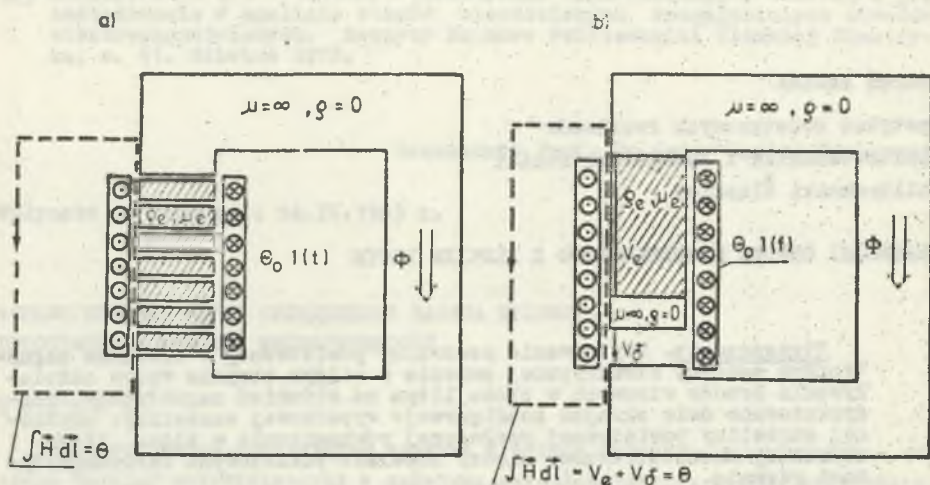
Streszczenie. Usytuowanie szczeliny powietrznej w obwodzie magnetycznym maszyny elektrycznej zmienia w silnym stopniu wpływ oddziaływania prądów wirowych w bloku litym na strumień magnetyczny. Przedyskutowano dwie skrajne konfiguracje wypadkowej szczeliny: umyślniej szczeliny powietrznej rozłożonej równomiernie w bloku litym i szczeliny skoncentrowanej między idealnie pakietowymi ferromagnetykami rdzenia.

1. Opis obwodu i założenia upraszczające

W obwodach magnetycznych maszyn elektrycznych występują szeregowo połączenia części ferromagnetycznych i części szczelinowej obwodu. W części ferromagnetycznej można wyodrębnić element utworzony z litego ferromagnetyka oraz element utworzony z pakietu blach wzajemnie izolowanych. Są możliwe różne kombinacje połączeń tych elementów. Analityczne wyznaczenie przebiegów nieustalonych strumienia magnetycznego dla tych różnych połączeń jest utrudnione. Wyodrębniono jednak dwa skrajne przypadki połączenia ferromagnetyka pakietowego, rdzenia litego i szczeliny powietrznej, dla których udało się wyznaczyć ścisłe i przybliżone przebiegi nieustalone strumienia magnetycznego oraz określić różnice między przebiegiem dokładnym i przybliżonym:

- przypadek a - szczelina rozłożona rys. 1a,
- przypadek b - szczelina skoncentrowana rys. 1b.

Założono, że obwód magnetyczny składa się z prostopadkościanów, a jego przekrój jest wycinkiem z przekroju rozciągającego się do ∞ w kierunku y . Takie założenie powoduje tylko jednowymiarową zmienność pola magnetycznego [1, 2]. W wyniku tego otrzymuje się stosunkowo prostą postać wzorów na przebiegi nieustalone strumienia magnetycznego zależną tylko od wymiarów geometrycznych rdzenia i szczeliny, przenikalności magnetycznej rdzenia litego μ_0 i rezystywności ρ_0 . Założono ponadto, że ferromagnetyk pakietowany jest idealny $\rho = 0$, $\mu = \infty$ a rdzeń lity jest nienasycony i obowiązuje liniowa jednoznaczna charakterystyka magnesowania.



Rys. 1. Obwód magnetyczny złożony z litego ferromagnetyka, pakietu blach wzajemnie izolowanych oraz szczeliny powietrznej

a) szczelina rozłożona równomiernie w bloku litym, b) szczelina skoncentrowana między ferromagnetykiem pakietowym

2. Modele matematyczne obwodu magnetycznego

Układ równań Maxwella dla bloku litego, przy pominięciu prądu przesunięcia, jest następujący:

$$\operatorname{rot} E = - \frac{\partial B}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} H = J, \quad \operatorname{div} B = 0 \quad (1)$$

$$E = \rho J, \quad B = \mu H.$$

Po eliminacji gęstości prądowej prądów wirowych

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} B = \operatorname{grad} \operatorname{div} B - \nabla^2 B = - \nabla^2 B = - d^2 \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (2)$$

przy czym $d^2 = \mu/\rho$.

Stąd ostatecznie równanie obrazujące pole elektromagnetyczne ma postać:

$$\nabla^2 B = d^2 \frac{\partial B}{\partial t} \quad (3)$$

Równanie (3) w rozpatrywanym przypadku jednowymiarowego pola magnetycznego ma postać:

$$\frac{\partial^2 B(x,t)}{\partial x^2} = d^2 \frac{\partial B(x,t)}{\partial x^2} \quad (4a)$$

i w zapisie operatorowym dla zmiennej czasu, przy uwzględnieniu zerowych warunków początkowych

$$\frac{\partial^2 B(x,p)}{\partial x^2} = d^2 p B(x,p), \quad (4b)$$

którego rozwiązanie ma uwzględniać warunki symetrii $B(x,p) = B(-x,p)$ i warunek wynikający z całki liniowej $\oint H dl = \mathcal{O}$ w konturze obejmującym uzwojenie wzbudzenia i skojarzone włókno rdzenia (rys. 1).

2.1. Model matematyczny obwodu w przypadku a - szczelina powietrzna rozłożona w bloku litym

Dla konfiguracji a szczeliny powietrznej założono idealizację polegającą na wprowadzeniu zastępczej przenikalności magnetycznej bloku litego wraz ze szczelinami, wynikającej z warstwowego złożenia rosnącej nieograniczenie liczby szczelin o długości indywidualnej szczeliny dążącej do zera, przy stałej długości sumarycznej szczeliny. Zastępczą przenikalność μ_z wyznaczono z równania reluktancji obwodu

$$\frac{\delta}{\mu_0 S} + \frac{l_e}{\mu_e S} = \frac{l_e + \delta}{\mu_z S} = \frac{l_e}{\mu_z S}, \quad (5a)$$

$$\mu_z = \frac{l_e + \delta}{\frac{\delta}{\mu_0} + \frac{l_e}{\mu_e}} = \frac{\mu_0}{\delta} \cdot \frac{l_e + \delta}{1 + \frac{l_e}{\delta \mu_e}}$$

gdzie:

$$\mu_{er} = \mu_e / \mu_0$$

Zwiększenie długości zastępczej z l_e do $l_e + \delta$ trzeba skompensować odpowiednim zwiększeniem rezystywności zastępczej, przy niezmiennym oddziaływaniu prądów wirowych na pole elektromagnetyczne w rdzeniu litym.

$$\rho_z = \rho_e \frac{l_e + \delta}{l_e} \quad (5b)$$

Rozwiązaniem równania (4b) jest:

$$B(x, p) = \frac{\Theta(p)}{l_z} \mu_z \frac{\operatorname{ch}(\sqrt{p} \frac{d_z x}{2})}{\operatorname{ch}(\sqrt{p} \frac{d_z a}{2})}, \quad (6)$$

przy czym $\Theta(p) = l_z H(\frac{a}{2}, p)$

$$d_z^2 = \mu_z / \rho_z = \frac{\mu_0 \mu_r}{\rho_0 (\frac{\sigma \mu_r}{l_e} + 1)}$$

$$\begin{aligned} \Phi(p) &= b \int_{-a/2}^{+a/2} B(x, p) dx = \frac{S \mu_z}{l_z} \cdot \frac{\operatorname{th}(\sqrt{p} \frac{d_z a}{2})}{\sqrt{p} \frac{d_z a}{2}} \Theta(p) = \\ &= A(p) \frac{S \mu_z}{l_z} \Theta(p), \end{aligned} \quad (7)$$

gdzie:

$$A(p) = \frac{\operatorname{th}(\sqrt{p} \frac{d_z a}{2})}{\sqrt{p} \frac{d_z a}{2}} - \text{względna permeancja operatorowa rdzenia.}$$

Przy skokowym wymuszeniu przepływu $\Theta(p) = \frac{\Phi_0}{p}$ można wyrazić względny strumień magnetyczny równaniem:

$$\Phi_r(p) = \frac{\Phi(p)}{\Phi_0} = \frac{1}{p} A(p) = \frac{\operatorname{th}(\frac{d_z a}{2} \sqrt{p})}{p(\sqrt{p} \frac{d_z a}{2})}, \quad (8)$$

gdzie:

$$\Phi_0 = \Theta_0 \frac{S \mu_z}{l_z} - \text{jest to strumień ustalony.}$$

Funkcję meromorficzną $\Phi_r(p)$ można rozłożyć na nieskończony szereg ułamków prostych i przeprowadzić odwrotną transformację operatorową [3]. W tym celu posłużymy się podstawieniem $q^2 = -p(d_z a/2)^2$, które przekształca funkcję przestępną hiperbolicznie względem operatora p do funkcji przestępnej trygonometrycznie operatora q .

$$\Phi_r(q) = - \frac{\left(\frac{d_x a}{2}\right) \operatorname{tg} q}{q^2 q} = - \frac{\left(\frac{d_x a}{2}\right) \frac{\sin q}{q}}{q^2 \cos q} = \frac{L(q)}{M(q)} \quad (9)$$

$$\Phi_r(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{L(q_n)}{\left[\frac{dM(q)}{dq} \cdot \frac{dq}{dp}\right]_{q_n}} e^{-q_n \left(\frac{d_x a}{2}\right)^2 t} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n e^{-\frac{t}{T_n}} \quad (10)$$

gdzie:

$$\gamma_n = \frac{8}{x^2 (2n - 1)}, \quad T_n = \left(\frac{d_x a}{x}\right)^2 \frac{1}{2n - 1} \quad (11)$$

n - liczby naturalne.

2.2. Model matematyczny obwodu w przypadku b - szczelina skoncentrowana

Dla konfiguracji szczeliny powietrznej w przypadku b obowiązuje jednorodność pola magnetycznego w szczelinie powietrznej w czasie przebiegów nieustalonych ze względu na wyrównanie pola indukcji przez idealny ferromagnetyk pakietowy. Przepływ wzbudający w tym przypadku jest sumą napięcia magnetycznego na rdzeniu litym $V_o(p)$, w którym pole magnetyczne jest niejednorodne i napięcia magnetycznego na szczelinie $V_f(p)$, w której pole magnetyczne jest jednorodne.

$$\phi(p) = V_o(p) + V_f(p) \quad (12)$$

$$V_f(p) = \frac{\phi(p)}{S \mu_o} \quad (13)$$

Strumień $\phi(p)$ jest jednakowy w przekroju szczeliny i bloku litego. Z równania (7) wynika przy uwzględnieniu współczynników materiałowych μ_o , ρ_o rdzenia litego

$$\phi(p) = A_o(p) \frac{S \mu_o}{l_o} V_o(p) \quad (14)$$

Po uwzględnieniu równań (12) i (13) w równaniu (14) otrzymamy:

$$\phi(p) = \frac{\Theta(p) S \mu_0}{\delta} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{p T_e} \operatorname{cth}(\sqrt{p} \frac{da}{2})}, \quad (15a)$$

gdzie:

$$\sqrt{T_e} = \frac{da}{2} \cdot \frac{1_e}{\mu_{er} \delta} = \frac{\mu_0 l_e a}{2 \delta \sqrt{\rho_e \mu_e}} \quad (15b)$$

Podobnie jak w równaniu (8) można określić też w tym przypadku $\phi_r(p)$

$$\phi_r(p) = \frac{\Phi(p)}{\Phi_0} = \frac{1}{p} A_e(p) = \frac{1}{p} k \frac{\operatorname{th}(\sqrt{p} \frac{da}{2})}{\operatorname{th}(\sqrt{p} \frac{da}{2}) + \sqrt{p T_e}}, \quad (16a)$$

gdzie:

$$\Phi_0 = \Theta_0 \frac{S}{\frac{\delta}{\mu_0} + \frac{l_e}{\mu_e}} - \text{strumień ustalony}$$

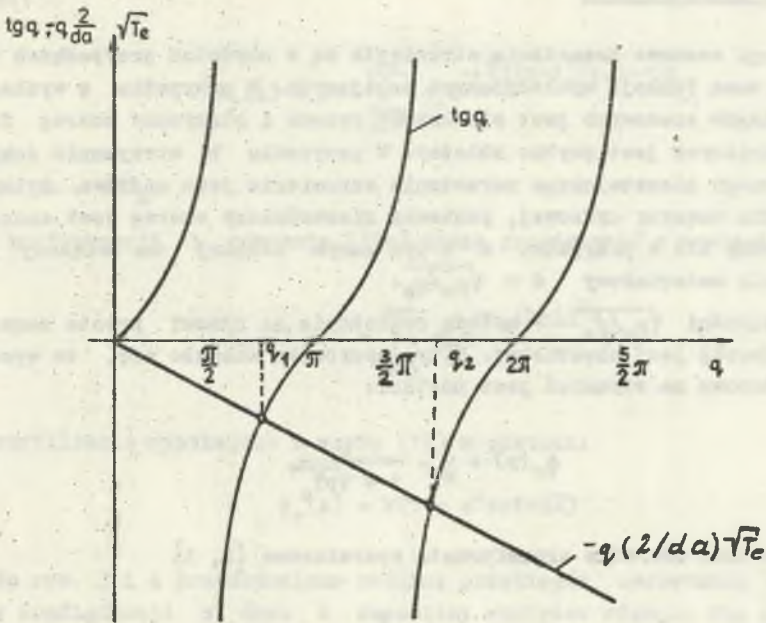
przy skokowym wymuszeniu przepływu $\Theta(p) = \frac{\Theta_0}{p}$, $k = 1 + \frac{l_e}{\mu_{er} \delta}$.

Po zastosowaniu podobnego podstawienia jak w przypadku a $q^2 = -p(da/2)^2$ otrzymamy następującą funkcję przestępną operatora q

$$\phi_r(q) = -\frac{k}{q^2} \cdot \frac{(\frac{da}{2}) \operatorname{tg} q}{\operatorname{tg} q + q \frac{\delta}{da} \sqrt{T_e}} = \frac{L(q)}{N(q)} \quad (16b)$$

Poza miejscem zerowym mianownika $q_0 = 0$, wynikającym ze skokowego wymuszenia przepływu wzbudzenia, pozostałej nieskończonej ilości pierwiastków q_n nie można wprowadzić podać w sposób analityczny, można je jednak łatwo wyznaczyć graficznie (rys. 2) lub przez zastosowanie ETO.

$$\phi_r(t) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\theta}_n e^{-\frac{t}{T_n}} \quad (17a)$$



Rys. 2. Graficzne wyznaczenie biegunów transmitancji

$$T_n = - \left(1 + \frac{1}{\mu_{er} d} \right) \frac{2 \operatorname{tg} q_n}{q_n \left(\frac{1}{\cos^2 q_n} + \frac{2}{da} \sqrt{\epsilon} \right)}$$

$$= - k \frac{2 \operatorname{tg} q_n}{q_n \left(\frac{1}{\cos^2 q_n} + k - 1 \right)} \quad (17b)$$

$$T_n = \left(\frac{da}{2} \right) \frac{1}{q_n^2} \quad (17c)$$

3. Porównanie własności elektromagnetycznych rozpraszających obwodów magnetycznych

Przebiegi czasowe narastania strumienia są w obydwóch przypadkach nieskończoną sumą funkcji wykładniczych malejących. W przypadku a wyznaczenie przebiegów czasowych jest stosunkowo proste i otrzymany szereg funkcji wykładniczych jest szybko zbieżny. W przypadku b otrzymanie dokładnego przebiegu nieustalonego narastania strumienia jest możliwe tylko po zastosowaniu maszyny cyfrowej, ponieważ nieskończony szereg jest znacznie mniej zbieżny niż w przypadku a i tym samym słabiej i większy jest współczynnik materiałowy $d = \sqrt{\mu_e/\rho_e}$.

Dla wielkości $\sqrt{\mu_e/\rho_e} \rightarrow \infty$ metoda rozłożenia na ułamki proste zawodzi, ponieważ szereg jest niezbieżny. W tym przypadku okazało się, że wyrażenie operatorowe na strumień jest postaci:

$$\Phi_r(p) = \frac{1}{p} \cdot \frac{k}{1 + \sqrt{pT_e}}, \quad (18)$$

czemu odpowiada odwrotna transformata operatorowa [2, 4]

$$\Phi_r(t) = k(1 - e^{-\frac{t}{T_e}} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{T_e}}), \quad (19)$$

gdzie:

$\operatorname{erfc} x$ - stabelaryzowana funkcja dopełnienia błędu Gaussa od argumentu x .

Dla dużych wartości $d = \sqrt{\mu_e/\rho_e}$ ale różnych od ∞ otrzymuje się dobre przybliżenie za pomocą wzoru (19).

W celu przedstawienia przebiegów czasowych narastanie strumienia z równań (11) i (17c) określających stałe czasowe dla przypadku a i b wyznaczono T_n za pomocą T_e .

W przypadku a:

$$T_n = T_e \frac{1}{k(k-1)} \cdot \frac{1}{\left[\frac{\pi}{2}(2n-1)\right]^2}, \quad (20a)$$

w przypadku b:

$$T_n = T_e \frac{1}{(k-1)^2 \rho_n^2} \quad (20b)$$

Równanie (10) obowiązujące dla konfiguracji a można przedstawić w postaci:

$$\Phi_T(x) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n e^{-\left[\frac{\pi}{2}(2n-1)\right]k(k-1)x}, \quad (21a)$$

gdzie $x = t/T_0$.

Dla konfiguracji b równanie (17a) można przedstawić w postaci:

$$\Phi_T(x) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n e^{-q_n(k-1)^2 x}, \quad (21b)$$

a przybliżenie wynikające z wzoru (19) w postaci:

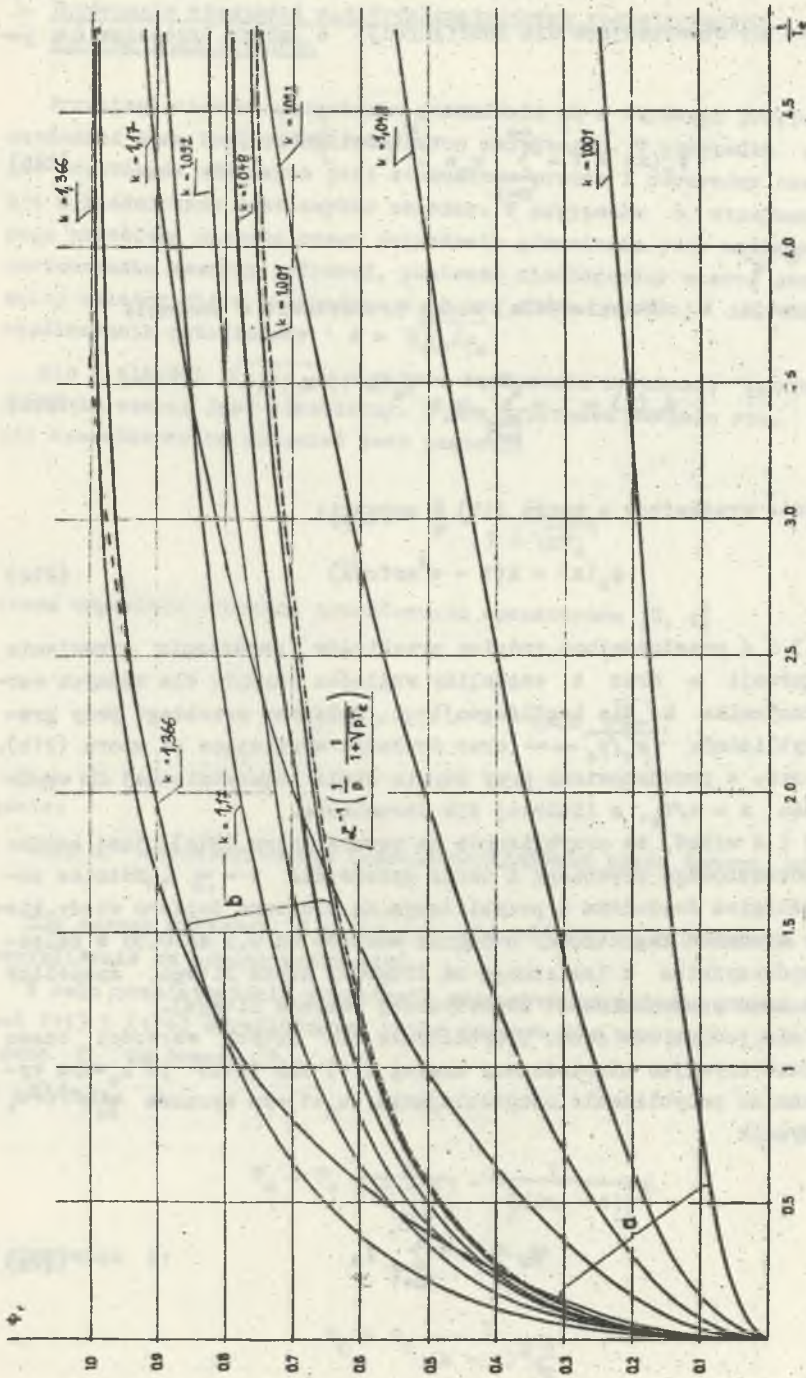
$$\Phi_T(x) = k(1 - e^x \operatorname{erfc} \sqrt{x}) \quad (21c)$$

Na rys. 3 i 4 przedstawiono rodzinę przebiegów narastania strumienia przy konfiguracji a oraz b szczeliny względem rdzenia dla różnych wartości współczynnika k. Dla konfiguracji b pokazano przebiegi przy granicznym przybliżeniu $\sqrt{\mu_e/\rho_e} \rightarrow \infty$ oraz dokładne wynikające ze wzoru (21b). Wykresy na rys. 4 przedstawiono przy użyciu skali logarytmicznej dla współrzędnej czasu $x = t/T_0$, a liniowej dla strumienia.

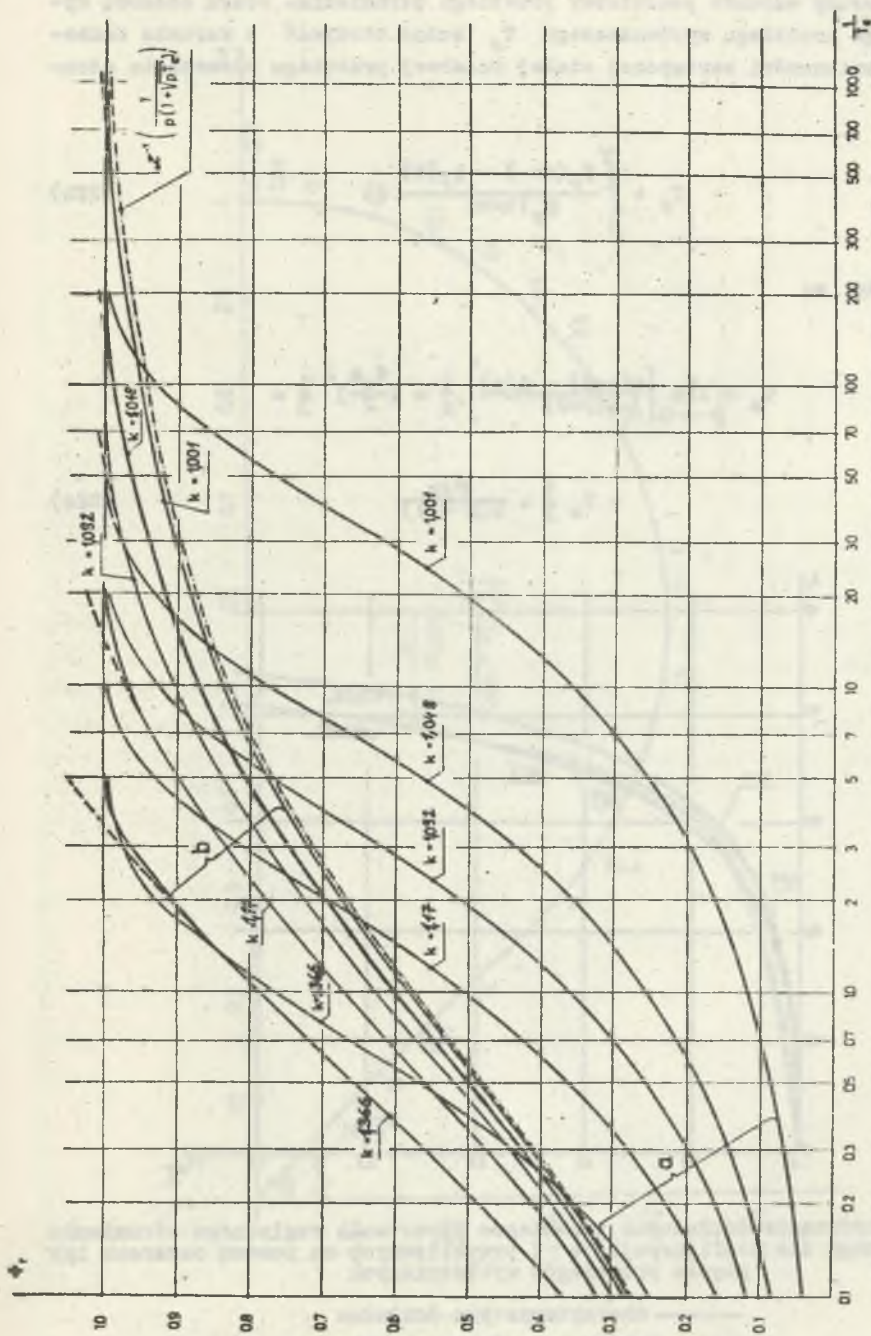
Z rys. 3 i 4 widać, że przybliżenie za pomocą wzoru (21c) jest bardzo dobre dla początkowego przebiegu i coraz gorsze dla $t \rightarrow \infty$. Różnice pomiędzy przebiegiem dokładnym a przybliżonym są widoczne dopiero wtedy, kiedy względny strumień magnetyczny osiągnie wartość od 0,9 do 0,99 w zależności od współczynnika k (zależnego od długości bloku litego, szczeliny powietrznej oraz przenikalności magnetycznej rdzenia litego).

Okazało się jednak, że dobre przybliżenie dla dużych wartości czasu można otrzymać urywając nieskończony szereg (21) lub (21b) po n_0 -tym wyrazie, wyrównując przybliżenie uzupełniającym (n_0+1) -ym wyrazem $\gamma_0 e^{-t/T_0}$, w którym czynnik

$$\gamma_0 = 1 - \sum_{n=1}^{n_0} \gamma_n \quad (22a)$$



rys. 3. Przebiegi narastania względnego strumienia magnetycznego przy konfiguracji a bądź b szczeliny względem bloku litego dla liniowej skali czasu i strumienia
 ——— charakterystyka dokładna
 - - - - - charakterystyka przybliżona



Rys. 4. Przebiegi narastania względności strumienia magnetycznego przy konfiguracji a bądź b szczylny względem bloku litego dla logarytmicznej skali czasu a liniowej dla strumienia

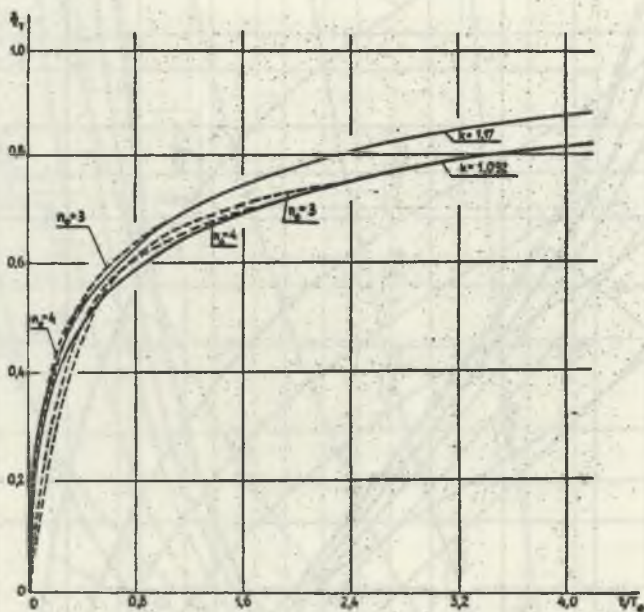
— charakterystyka dokładna
 - - - - - charakterystyka przybliżona

wymusza zerowy warunek początkowy przebiegu strumienia. Stałą czasową wykładniczego przebiegu wyrównawczego T_0 można otrzymać z warunku zachowania niezmienności zastępczej stałej czasowej przebiegu narastania strumienia

$$T_z = \int_0^{\infty} \frac{\phi_x(t \rightarrow) - \phi_x(t)}{\phi_x(t \rightarrow)} dt \quad (22b)$$

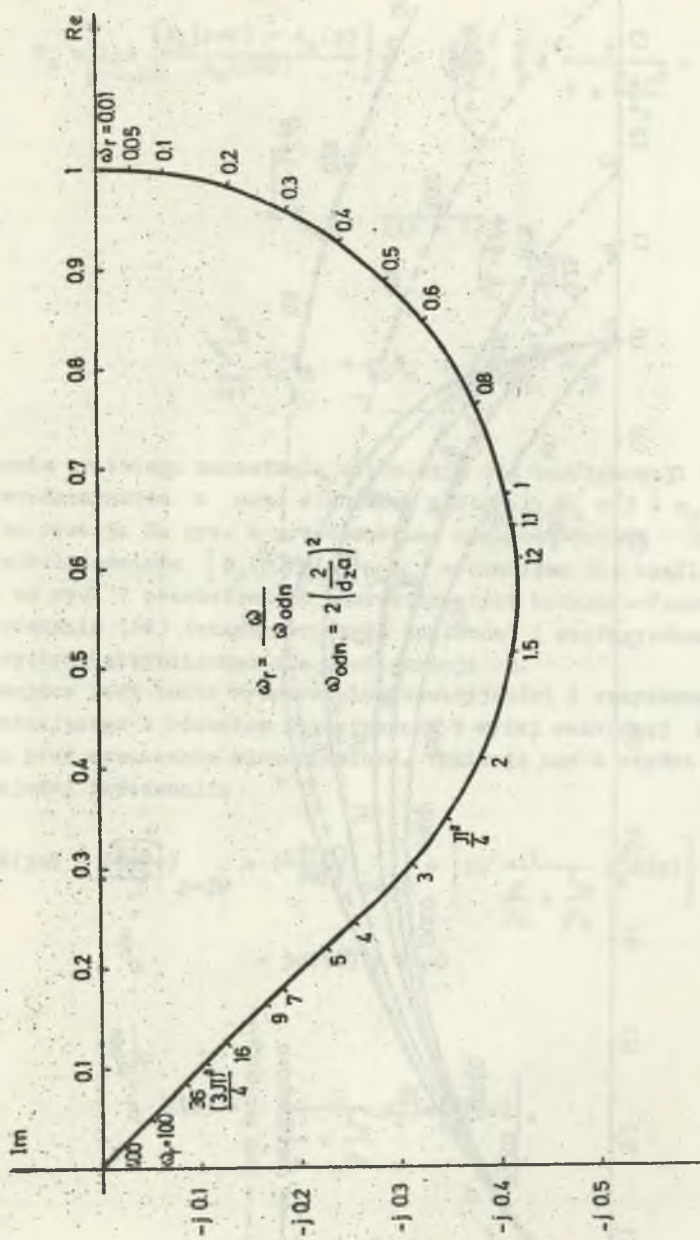
W przypadku a:

$$\begin{aligned} T_z &= \lim_{p \rightarrow 0} \left[\frac{\Lambda(p=0) - \Lambda(p)}{\Lambda(p=0)} \right] \frac{1}{p} = \left(\frac{d_z a}{2} \right)^2 \frac{1}{3} = \\ &= T_0 \frac{1}{3} \cdot \frac{H_{er}}{K(K-1)} \end{aligned} \quad (22c)$$

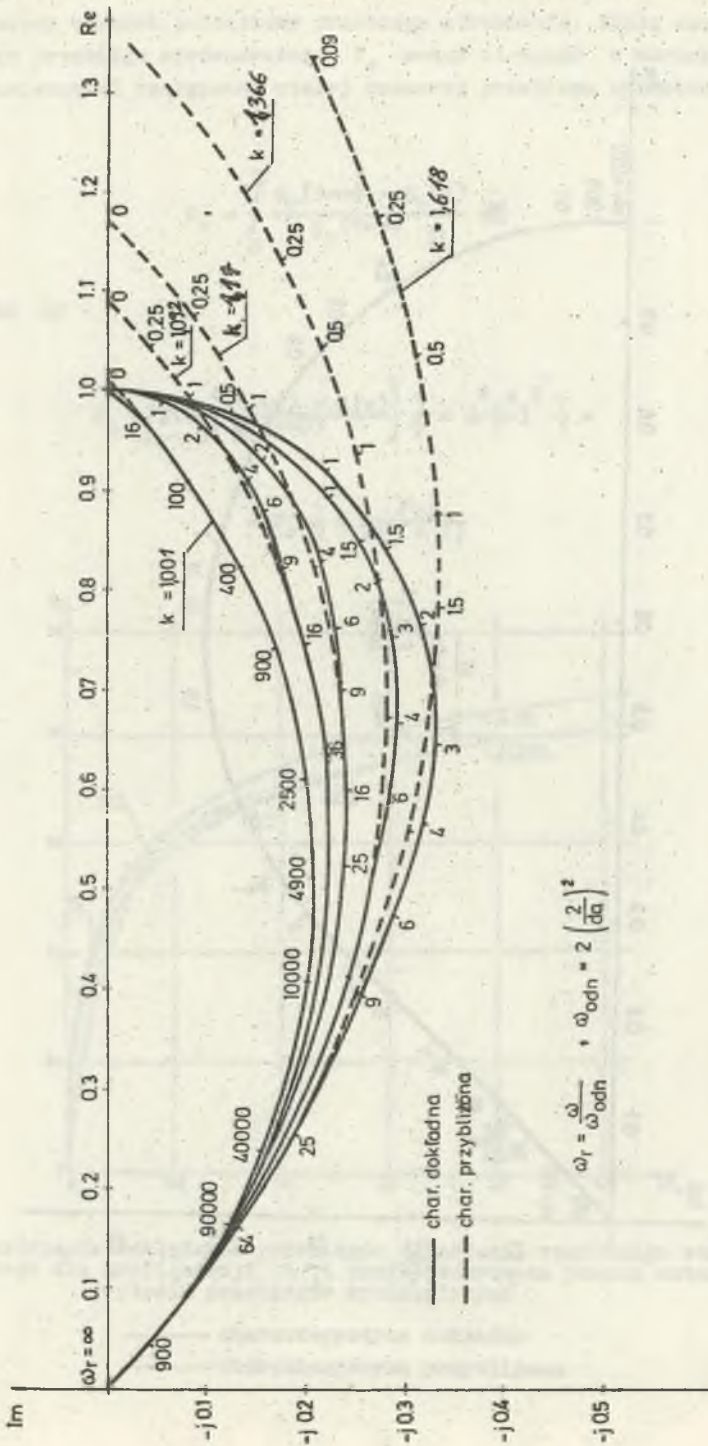


Rys. 5. Porównanie dokładnych przebiegów narastania względnego strumienia magnetycznego dla konfiguracji b i przybliżonych za pomocą czterech lub pięciu przebiegów wykładniczych

- charakterystyka dokładna
- charakterystyka przybliżona



Fys. 6. Modułowo-fazowa charakterystyka czystotliwościowa $[q_r(p)/e(p)]_{p=j\omega}$ dla przypadku konfiguracji a



Rys. 7. Modułowo-fasowa charakterystyka częstotliwościowa $[\phi_r(p)/e(p)]_{p=j\omega}$ dla przypadku konfiguracji b

W przypadku b:

$$T_z = \lim_{p \rightarrow 0} \left[\frac{\Lambda_e(p=0) - \Lambda_e(p)}{\Lambda_e(p=0)} \right] \frac{1}{p} = \left(\frac{\delta a}{2} \right)^2 \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\mu_e \delta}{1_e}} =$$

$$= T_e \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{k(k-1)} \quad (22d)$$

$$\sum_{n=1}^{n_0} \vartheta_n T_n + \vartheta_0 T_0 = T_z \quad (22e)$$

Porównanie przebiegu narastania strumienia dla konfiguracji b dla dwóch wartości współczynnika k oraz dla dwóch wartości $n_0 = 3$ i $n_0 = 4$ przedstawiono na rys. 5. Na rys. 6 przedstawiono modułowo-fazową charakterystykę częstotliwościową $[\Phi_T(p)/\Theta(p)]_{p=j\omega}$ wykreślona dla konfiguracji a, natomiast na rys. 7 przedstawiono charakterystyki modułowo-fazowe obliczone wg równania (16) (charakterystyka dokładna) i według równania (18) (charakterystyka przybliżona) dla konfiguracji b.

Interesujące jest także wyznaczenie indukcyjności i rezystancji uzwojenia wzbudzającego z rdzeniem magnetycznym o wyżej omówionej konfiguracji obwodu przy wymuszeniu sinusoidalnym. Wynikają one z części rzeczywistej i urojonej impedancji:

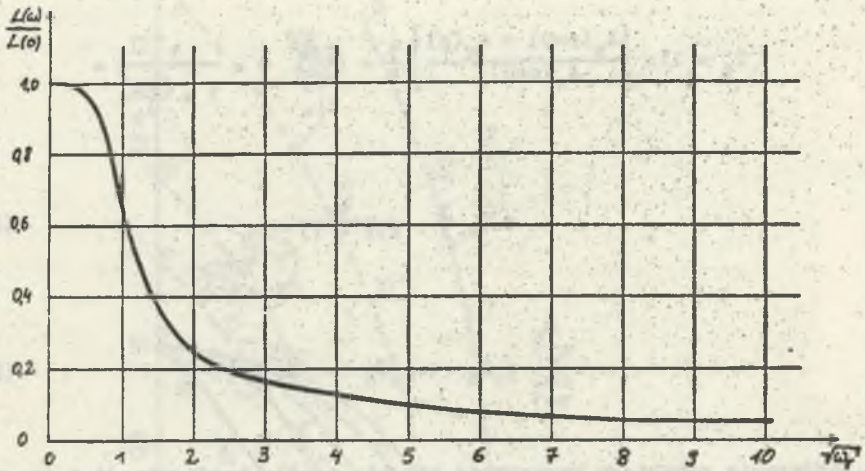
$$Z(j\omega) = \left(\frac{U(p)}{I(p)} \right)_{p=j\omega} = \left(\frac{p\Phi(p)}{I(p)} \right)_{p=j\omega} = \left[pS \frac{1}{\frac{\delta}{\mu_0} + \frac{1_e}{\mu_e}} z_F^2 \Lambda(p) \right] =$$

$$= j\omega L(\omega) + R(\omega) \quad (23)$$

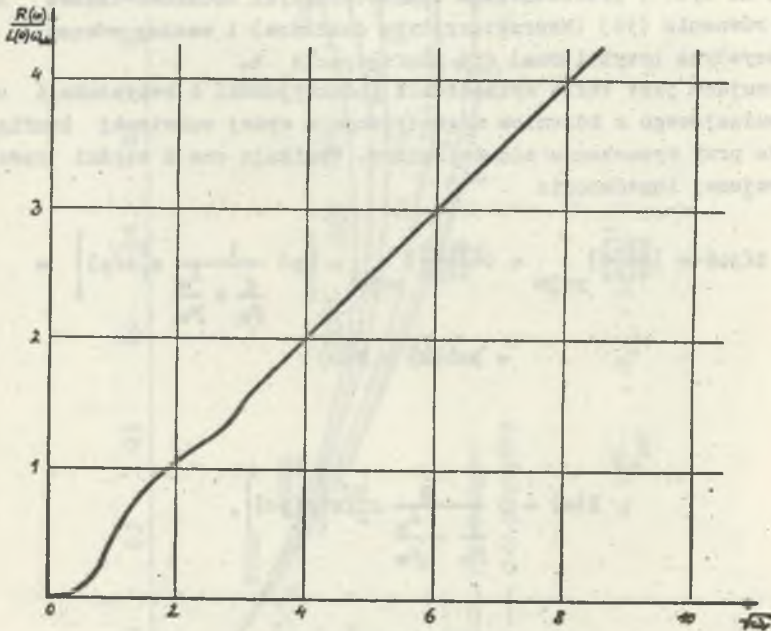
gdzie

$$R(\omega) = \omega \frac{S}{\frac{\delta}{\mu_0} + \frac{1_e}{\mu_e}} z_F^2 \text{Im} \left\{ \Lambda(j\omega) \right\},$$

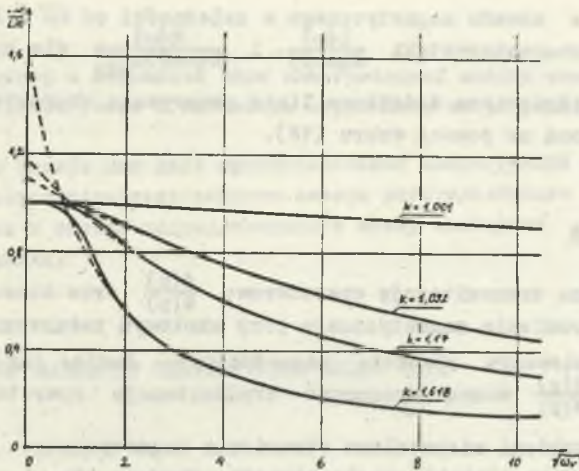
$$L(\omega) = \frac{S}{\frac{\delta}{\mu_0} + \frac{1_e}{\mu_e}} z_F^2 \text{Re} \left\{ \Lambda(j\omega) \right\}$$



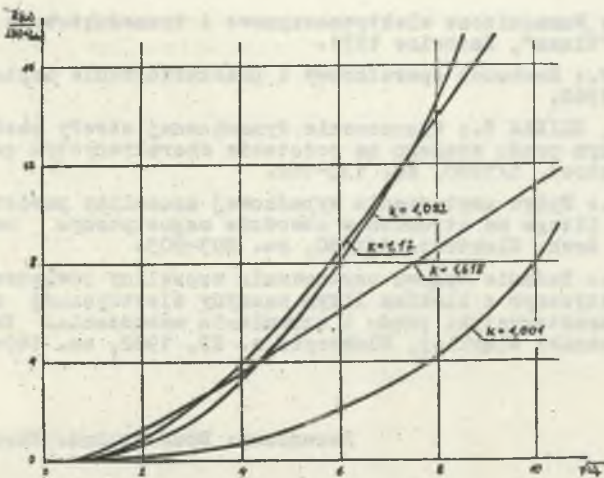
Rys. 8. Charakterystyka $\frac{L(\omega)}{L(\omega=0)}$ dla konfiguracji a $\omega_r = \frac{\omega}{\omega_{odn}}$ $\omega_{odn} = 2(2/d_2 a)^2$



Rys. 9. Charakterystyka $\frac{R(\omega)}{L(\omega=0)\omega_{odn}}$ dla konfiguracji a $\omega_r = \frac{\omega}{\omega_{odn}}$ $\omega_{odn} = 2(2/d_2 a)^2$



Rys. 10. Charakterystyka $\frac{L(\omega)}{L(\omega=0)}$ dla konfiguracji b $\omega_r = \frac{\omega}{\omega'_{odn}}$ $\omega'_{odn} = 2(2/da)^2$
 ————— charakterystyka dokładna, - - - - - charakterystyka przybliżona



Rys. 11. Charakterystyka $\frac{R(\omega)}{L(\omega=0) \omega'_{odn}}$ dla konfiguracji b $\omega_r = \frac{\omega}{\omega'_{odn}}$, $\omega'_{odn} = 2(2/da)^2$

Na rys. 8 i 9 przedstawiono charakterystyki $\frac{L(\omega)}{L(\omega=0)}$ i $\frac{R(\omega)}{L(\omega=0)\omega_{\text{odn}}}$ dla konfiguracji a obwodu magnetycznego w zależności od $\sqrt{\omega}$. Na rys. 10 i 11 przedstawiono charakterystyki $\frac{L(\omega)}{L(\omega=0)}$ i $\frac{R(\omega)}{L(\omega=0)\omega_{\text{odn}}}$ dla konfiguracji b. Na rys. 10 przedstawiono dodatkowo linią przerywaną charakterystykę przybliżoną obliczoną za pomocą wzoru (18).

4. Podsumowanie

Przedstawiono transmitancję operatorową $\frac{\Phi(p)}{\Theta(p)}$ oraz czasowe przebiegi nieustalone strumienia magnetycznego przy skokowym załączeniu prądu wzbudzenia w zdefiniowanym obwodzie magnetycznym. Znając już transmitancję operatorową $\frac{I(p)}{\Theta(p)}$ można wyznaczyć transmitancje operatorowe $\frac{\Phi(p)}{U(p)}$ i $\frac{I_+(p)}{U(p)}$ oraz przebiegi nieustalone strumienia magnetycznego i prądu uzwojenia wzbudzenia odnoszące się do przypadku wymuszenia napięcia przyłożonego do zacisków uzwojenia wzbudzenia [6].

LITERATURA

- [1] PRASSLER H.: Schaltvorgänge im magnetischen Kreis elektrischer Maschinen mit massiven Eisenteilen. Archiv für Elektrotechnik H.7, 1957, ss. 187-211.
- [2] PASZEK W.: Wzmacniacze elektromaszynowe i transduktorowe w przemyśle ciężkim. "Śląsk", Katowice 1971.
- [3] WAGNER K.W.: Rachunek operatorowy i przekształcenie Laplace'a. PWN, Warszawa 1960.
- [4] PASZEK W., GLINKA T.: Wyznaczenie dynamicznej strefy beziskrowej komutacji maszyn prądu stałego na podstawie charakterystyk częstotliwości. Arch. Elektrot., 1/1970, ss. 135-162.
- [5] PASZEK St.: Wpływ usytuowania wypadkowej szczeliny powietrznej względem bloku litego na strumień w obwodzie magnetycznym maszyny elektrycznej. Arch. Elektrot., 4/1980, ss. 893-903.
- [6] PASZEK St.: Badanie wpływu usytuowania szczeliny powietrznej w obwodzie magnetycznym z blokiem litym maszyny elektrycznej na modułowo-fazowe charakterystyki prądu i strumienia wzbudzenia. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 82, 1982, ss. 169-183.

Recenzent: Doc. dr inż. Jerzy Hickiewicz

Wpłynęło do redakcji: 15.VI.1983 r.

СВОЙСТВА МАГНИТНОЙ ЦЕПИ С МАССИВНЫМ СЕРДЕЧНИКОМ

Резюме

Воздушный зазор в магнитной цепи электрической машины изменяет значительно реакцию вихревых токов в массивном сердечнике на результирующий магнитный поток.

Представлен анализ для двух противоположных конфигураций результирующего воздушного зазора: идеализированного зазора распределённого внутри массивного сердечника и зазора сосредоточенного между листовыми ферромагнитными частями сердечника.

THE FEATURES OF MAGNETIC CIRCUIT WITH SOLID CORE

Summary

The air gap in the magnetic circuit of an electric machine changes considerably the electromagnetic reaction of the eddy currents in the solid core on the resulting magnetic flux. The solid core is situated between remaining sheeted core parts of the magnetic circuit. In the analysis are discussed two extreme cases of the air gap localization: idealized air gap distributed uniformly inside the solid core and the air gap concentrated outside the solid core between perfectly sheeted core parts.