

Jerzy SMAK

Instytut Podstawowych Problemów Elektrotechniki i Energoelektroniki  
Politechniki Śląskiej

NOWY TYP DŁAWIKA Z PODMAGNESOWANIEM TRAKTOWANY  
JAKO REGULOWANA REAKTANCJA

Streszczenie. Przedstawiono schemat modelu fizycznego dławika, model matematyczny wraz z założeniami upraszczającymi, metodę analityczną i algorytm obliczenia harmonicznych prądu dławika.

## 1. MODEL MATEMATYCZNY DŁAWIKA

### 1.1. Opis modelu fizycznego dławika

Dławik posiada symetryczny dwuoczkowy obwód magnetyczny.

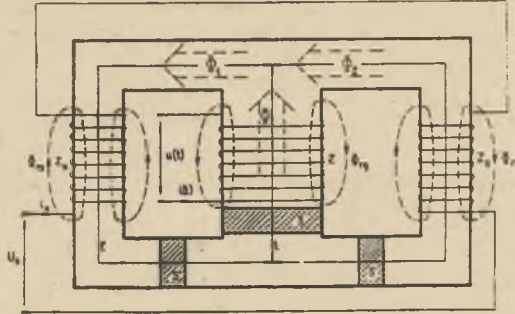
Na kolumnie środkowej umieszczone jest uzwojenie zasilane napięciem zmiennym - uzwojenie główne.

Na kolumnach bocznych umieszczone są uzwojenia zasilane ze źródła napięcia stałego - uzwojenia podmagnesowujące. Uzwojenia podmagnesowujące połączone są ze sobą szeregowo, tak by wytworzone przez nie strumienie magnetyczne dodawały się (dodatnie sprzężenie magnetyczne). Takie połączenie uzwojeń podmagnesowania powoduje wyeliminowanie efektu transformatorowego oraz przepływ składowej stałej, jak i parzystych harmonicznych strumienia poza uzwojeniem głównym.

### 1.2. Schemat ideowy dławika

Na rys. 1 przedstawiono schemat ideowy dławika z zaznaczonymi wielkościami i parametrami niezbędnymi do konstrukcji modelu matematycznego, gdzie:

- $z$  - liczba zwojów uzwojenia głównego,
- $z_s$  - liczba zwojów uzwojenia podmagnesowującego,
- $u(t)$  - napięcie zasilania uzwojenia głównego,
- $i(t)$  - prąd uzwojenia głównego,
- $U_s$  - napięcie zasilania uzwojeń podmagnesowania,
- $i_s$  - prąd uzwojenia podmagnesowującego,
- $\Phi_1, \Phi_2, \Phi$  - strumienie magnetyczne w poszczególnych częściach obwodu magnetycznego,



Rys. 1. Schemat ideowy dławika

- $\Phi_{rg}, \Phi_{rs}$  - strumienie magnetyczne rozproszenia uzwojenia głównego i pod-magnesowania,  
 $s, s'$  - powierzchnie przekroju żelaza czynnego poszczególnych części obwodu magnetycznego,  
 $l, l'$  - średnie długości linii strumieni magnetycznych w rdzeniu.

### 1.3. Model matematyczny dławika

Wprowadzając współczynniki:

$$k_1 = \frac{l'}{l} \quad \text{oraz} \quad k_2 = \frac{s}{s'}$$

i przyjmując równomierny rozkład indukcji magnetycznej w całym przekroju rdzenia [3], [4], [5], wykorzystując wyrażenia całkowe równań Maxwella [3], [7], możemy zapisać następujące równania dla obwodu magnetycznego dławika:

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 \quad (1.1)$$

$$-iz + k_1 l H_1 + Hl - i_s z_s = 0 \quad (1.2)$$

$$iz + k_1 l H_2 - Hl - i_s z_s = 0 \quad (1.3)$$

w których:

$H_1, H_2, H$  - natężenia pola magnetycznego w punktach rdzenia tworzących średnią długość linii pola magnetycznego.

Ronadto przyjęto:

$$H_1 = H_s + H' \quad (1.4)$$

$$H_2 = H_s - H' \quad (1.5)$$

przy czym

$$H_s = \frac{H_1 + H_2}{2} = \frac{I_s z_s}{k_1 l} \quad (1.6)$$

$$H' = \frac{H_1 - H_2}{2} \quad (1.7)$$

$H_s$  - składowa natężenia pola magnetycznego  $H_1$  i  $H_2$ , wytworzona przez przepływ uzwojenia podmagnesowującego,

$H'$  - składowa pola magnetycznego  $H_1$  i  $H_2$  wytworzona przez przepływ uzwojenia głównego.

Uwzględniając rezystancję uzwojeń głównego  $R$  i podmagnesowania  $R_s$  oraz przyjmując strzałkowanie lewoskrętne  $e = z \frac{d\Phi}{dt}$  możemy zapisać następujące równania dla obwodów elektrycznych skojarzonych z obwodem magnetycznym dławika:

$$u(t) = iR + L_{rg} \frac{di}{dt} + z \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.8)$$

$$U_s = 2R_s I_s + 2L_{rs} \frac{dI_s}{dt} + z_s \frac{d(\Phi_1 + \Phi_2)}{dt} \quad (1.9)$$

w których:

$L_{rg}$ ,  $L_{rs}$  - indukcyjności rozproszenia uzwojenia głównego i podmagnesowującego odpowiadające strumieniom magnetycznym rozproszenia  $\Phi_{rg}$  i  $\Phi_{rs}$ .

Wielkości  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H$ ,  $H'$ ,  $H_s$  będą w dalszej części nazywane w skrócie natężeniami pola magnetycznego.

## 2. WYZNACZENIE PRĄDU W UZWOJENIU GŁÓWNYM DŁAWIKA

Analiza pracy dławika przy zasilaniu uzwojenia głównego napięciem sinusoidalnie zmiennym polega w zasadzie na wyznaczeniu przebiegu prądu w uzwojeniu głównym  $i(t)$  w zależności od napięcia zasilania  $u(t)$ , prądu podmagnesowania  $I_s$  oraz parametrów konstrukcyjnych dławika ( $z$ ,  $z_s$ ,  $l$ ,  $l'$ ,  $s$ ,  $s'$ ,  $R$ ,  $R_{rg}$ ).

Przebieg prądu  $i(t)$  można wyznaczyć metodą analityczną lub metodą numeryczną.

W dalszej części przedstawiono metodę analitycznego i numerycznego wyznaczenia przebiegu prądu dławika  $i(t)$  przy podmagnesowaniu wymuszonym, gdy prąd podmagnesowujący ma stałą wartość  $I_s = I_s = \text{const}$ .

### 2.1. Analityczne wyznaczenie przebiegu prądu $i(t)$ uzwojenia głównego dławika

Z równań (1.2) i (1.3) przy uwzględnieniu zależności (1.7) otrzymano następujące wyrażenie na prąd  $i(t)$  uzwojenia głównego:

$$i = \frac{k_1 l}{z} H' + \frac{l}{z} H \quad (2.1)$$

Z wyrażenia tego wynika, że do wyznaczenia przebiegu prądu uzwojenia głównego dławika konieczna jest znajomość zależności natężeń pola magnetycznego  $H'$  i  $H$  od napięcia zasilania  $u(t)$ , pozostałych parametrów konstrukcyjnych dławika, jak i prądu podmagnesowania  $I_0$ . Wyznaczenia tych zależności dokonano przy następujących założeniach:

- Pominięto niejednoznaczności dynamicznego obciążenia magnesowania rdzenia dławika [3], [5], [7] i przyjęto do analizy dynamiczną krzywą magnesowania rdzenia  $H_m = f(B_m)$ .
- Przyjęto aproksymację hiperboliczną  $H = \alpha \operatorname{sh}(\beta B)$  dynamicznej krzywej magnesowania rdzenia [3], [5], [7].
- Przyjęto taki sam przebieg krzywej magnesowania komutacyjnej (normalnej) jak i dynamicznej (częstotliwość graniczna  $f_g \approx 1000$  Hz dla blachy transformatorowej [4]).
- Pominięto rezystancję  $R$  i indukcyjność  $L_{rg}$  uzwojenia głównego [1], [3], [5], [7].
- Pominięto pojemności własne uzwojeń [3], [5], [7].

#### 2.1.1. Zależność natężenia pola magnetycznego $H$ od napięcia zasilania $u(t)$ i parametrów konstrukcyjnych dławika

Zgodnie z poczynionymi założeniami dla napięcia zasilania

$$u(t) = -U_m \sin \omega t \quad (2.2)$$

otrzymano następującą zależność względnego natężenia pola magnetycznego  $\frac{H}{\alpha}$  od napięcia zasilania i parametrów konstrukcyjnych dławika:

$$\frac{H}{\alpha} = \operatorname{sh}(\beta B_m \cos \omega t) \quad (2.3)$$

w której:

$$B_m = \frac{U_m}{z \omega l} \quad (2.4)$$

Zależność (2.3) po przedstawieniu  $\text{sh}(\beta B_m \cos \omega t)$  w postaci szeregu funkcji Bessela [3], [7] przekształcono do postaci:

$$\frac{H}{\omega} = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{H_m(2r+1)}{\omega} \cos(2r+1)\omega t \quad (2.5)$$

w której  $\frac{H_m(2r+1)}{\omega}$  jest amplitudą harmonicznego rzędu  $(2r+1)$  względnego natężenia pola magnetycznego  $\frac{H}{\omega}$  określoną zależnością

$$\frac{H_m(2r+1)}{\omega} = -2j(-1)^r J_{2r+1}(j\beta B_m), \quad (2.6)$$

w której:

$J_{2r+1}$  - jest funkcją Bessela rodzaju pierwszego rzędu  $(2r+1)$  argumentu urojonego  $(j\beta B_m)$ .

2.1.2. Zależność natężenia pola magnetycznego  $H'$  od napięcia zasilania  $u(t)$ , parametrów konstrukcyjnych dławika i prądu podmagnesowania  $I_s$

Zgodnie z poczynionymi założeniami dla napięcia zasilania  $u(t)$  określonego wzorem (2.2) na podstawie relacji (1.4), (1.5), (1.6), (1.7) otrzymano następującą zależność względnego natężenia pola magnetycznego  $\frac{H'}{\omega}$  od napięcia zasilania  $u(t)$ , parametrów konstrukcyjnych dławika oraz prądu podmagnesowania  $I_s$ .

$$\frac{H'}{\omega} = \text{sh}(\beta B'_m \cos \omega t) \sqrt{1 + \left[ \frac{H_s}{\omega} \cdot \frac{1}{\text{ch}(\beta B'_m \cos \omega t)} \right]^2} \quad (2.7)$$

w której

$$B'_m = \frac{k_2}{2} \cdot \frac{U_m}{z\omega}. \quad (2.8)$$

Zależność (2.7) należy sprowadzić do postaci:

$$\frac{H'}{\omega} = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{H'_m r}{\omega} \cos(r\omega t + \nu_r) \quad (2.9)$$

przy czym

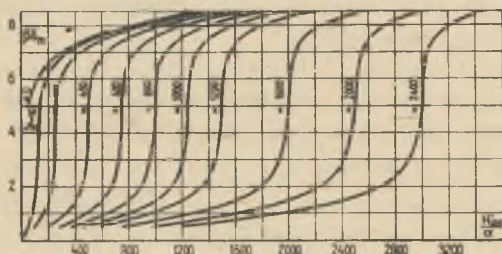
$$\frac{H'_m r}{\omega} = \dots$$

jest amplitudą harmonicznej rzędu  $r$  względnego natężenie pola magnetycznego  $\frac{H'_m}{\alpha}$ .

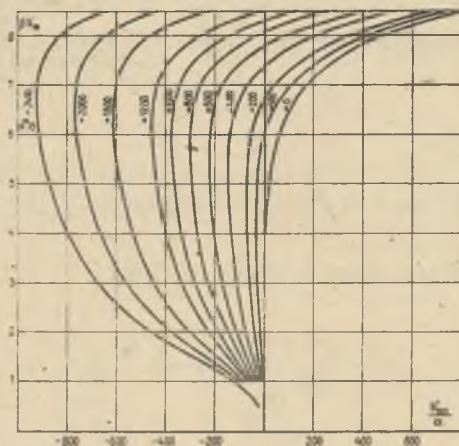
Zależności (2.10) nie da się przedstawić analitycznie w postaci jawnej, przeprowadzono więc wyznaczenie tej zależności metodą numeryczną dla założonych wartości zmiennych  $\beta B'_m$  i  $\frac{H'_m}{\alpha}$  wg równanie (2.7). Wartości amplitud harmonicznych  $\frac{H'_m r}{\alpha}$  obliczono metodą arytmetyczną [1].

Rysunki 2-9 w postaci rodzin krzywych  $(\beta B'_m) = f(\frac{H'_m}{\alpha})$  dla różnych wartości  $\frac{H'_m}{\alpha} = \text{const}$  przykładowo przedstawiają zależność wartości amplitud harmonicznych

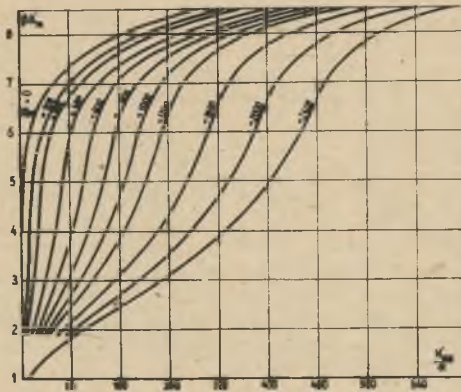
$$\frac{H'_m(2r+1)}{\alpha} \text{ od } \beta B'_m, \frac{H'_m 2r}{\alpha} = 0 \text{ oraz } \psi_r = 0.$$



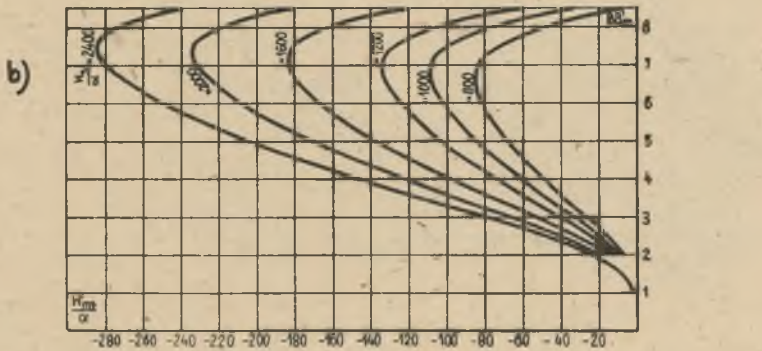
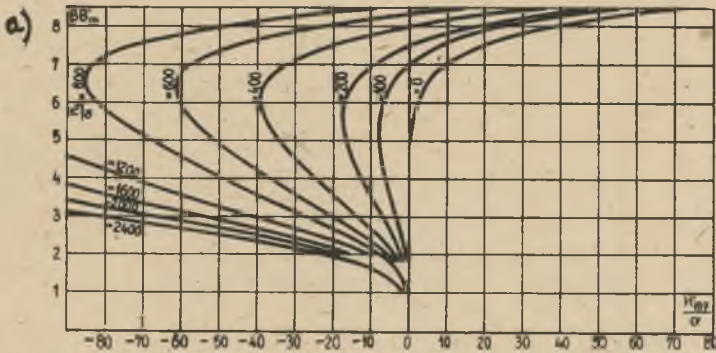
Rys. 2. Zależność  $\beta B'_m$  od  $\frac{H'_m}{\alpha}$  dla różnych wartości  $\frac{H'_m}{\alpha} = \text{const}$ .



Rys. 3. Zależność  $\beta B'_m$  od  $\frac{H'_m}{\alpha}$  dla różnych wartości  $\frac{H'_m}{\alpha} = \text{const}$ .

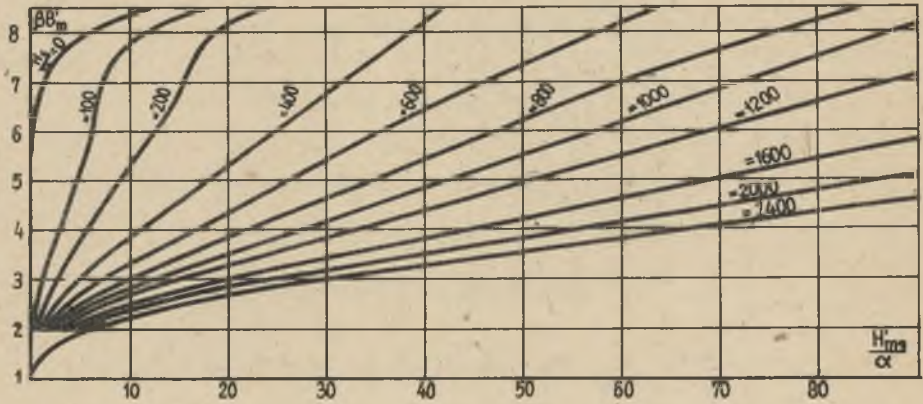


Rys. 4. Zależność  $\beta'_m$  od  $\frac{H'_m}{\alpha}$  dla różnych wartości  $\frac{H_m}{\alpha} = \text{const.}$

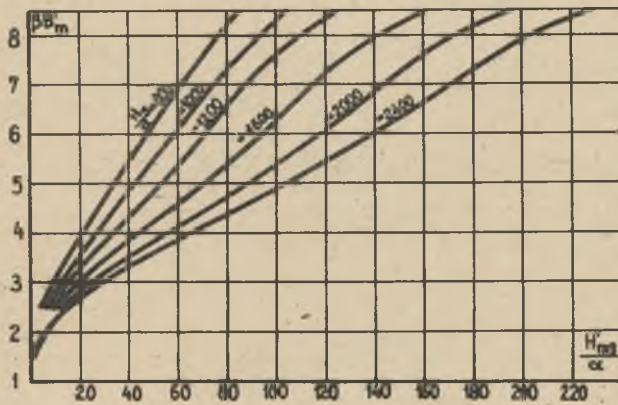


Rys. 5. Zależność  $\beta'_m$  od  $\frac{H'_m}{\alpha}$  dla różnych wartości  $\frac{H_m}{\alpha} = \text{const.}$

a)

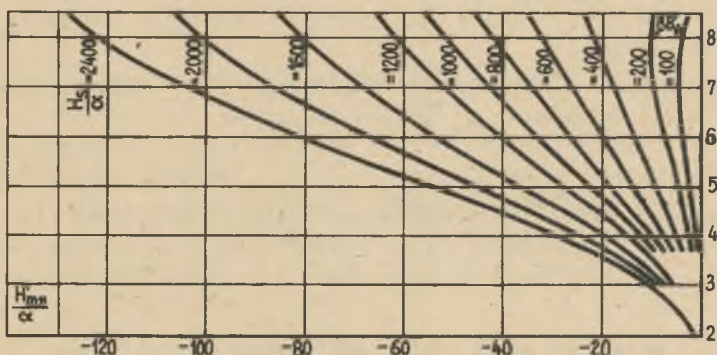


b)

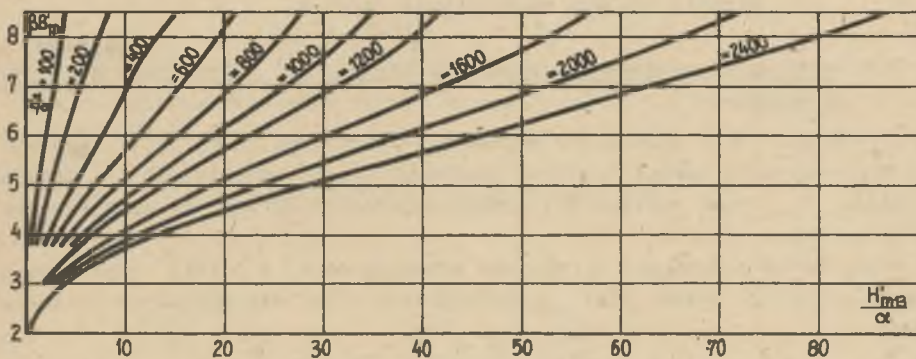


Rys. 6. Zależność  $\beta'_m$  od  $\frac{H'_m}{\alpha}$  dla różnych wartości  $\frac{H''_0}{\alpha} = \text{const.}$

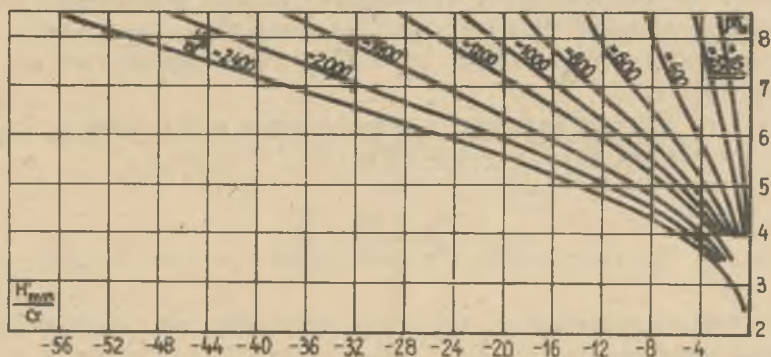




Rys. 7. Zależność  $\beta_B'$  od  $\frac{H_{m11}}{\alpha}$  dla różnych wartości  $\frac{H_B}{\alpha} = \text{const.}$



Rys. 8. Zależność  $\beta_B'$  od  $\frac{H_{m13}}{\alpha}$  dla różnych wartości  $\frac{H_B}{\alpha} = \text{const.}$



Rys. 9. Zależność  $\beta_B'$  od  $\frac{H_{m15}}{\alpha}$  dla różnych wartości  $\frac{H_B}{\alpha} = \text{const.}$

### 2.1.3. Analityczne wyznaczenie przebiegu prądu $i(t)$ uzwojenia głównego dławika

Wyrażenie (2.1) na prąd uzwojenia głównego  $i(t)$  dławika dla określonego prądu podmagnesowania  $I_0$  przyjmuje postać

$$i = \alpha \frac{1}{z} \sum_{r=0}^{\infty} \left[ k_1 \frac{H'_m(2r+1)}{\alpha} + \frac{H_m(2r+1)}{\alpha} \right] \cos(2r+1)\omega t \quad (2.11)$$

w której:

$\frac{H'_m(2r+1)}{\alpha}$  - należy określić z wykresów zamieszczonych na rys. 2-9,

$\frac{H_m(2r+1)}{\alpha}$  - określone zależnością (2.6),

$\alpha, \beta$  - współczynniki otrzymane z aproksymacji hiperbolicznej dynamicznej krzywej magnesowania rdzenia.

### 2.2. Numeryczne wyznaczenie przebiegu prądu $i(t)$ uzwojenia głównego dławika

Z równania (1.8) wynika, że wyznaczenie przebiegu prądu  $i(t)$  uzwojenia głównego przy znanej napięciu zasilania  $u(t)$ , rezystancji  $R$  i indukcyjności  $L_{rg}$  jest możliwe dla znanej zależności strumienia magnetycznego  $\Phi$  od prądu  $i$ .

Wyznaczenie zależności strumienia magnetycznego  $\Phi = f(i)$  oraz wyznaczenie przebiegu prądu  $i(t)$  przeprowadzono przy następujących założeniach:

- Pominięto niejednoznaczności dynamicznego obiegu magnesowania rdzenia dławika i przyjęte do analizy dynamiczną krzywą magnesowania rdzenia [3], [5], [7].
- Pominięto niejednoznaczności dynamicznych obiegów magnesowania rdzenia przy podmagnesowaniu prądem stałym i przyjęte do analizy rodzinę dynamicznych krzywych magnesowania  $B'_m = f(H'_m)$  dla różnych wartości  $H_0 = \text{const}$  [3], [7].
- Przyjęte do obliczeń przenikalność magnetyczną amplitudową  $\mu_B = \frac{B_m}{H'_m}$  [4], [6] i przyrostową [3], [4], [6], [7],

$$\mu_{\Delta} = \frac{B_1 - B_2}{H_1 - H_2} = \frac{B'_m}{H'_m}$$

Przenikalności magnetyczne  $\mu_B$  i  $\mu_{\Delta}$  obliczane są z dynamicznych krzywych magnesowania rdzenia

$$B_m = f(H_m) \quad \text{oraz} \quad B'_m = f\left[\left(H'_m\right); (H_s)\right].$$

d) Pominięto pojemności własne uzwojeń [3], [5], [7].

2.2.1. Wyznaczenie zależności strumienia magnetycznego  $\Phi$  od prądu uzwojenia głównego  $i(t)$  oraz wyznaczenie przebiegu prądu  $i(t)$

Z relacji (1.1), (1.2), (1.3) uwzględniając wprowadzone pojęcia przenikalności magnetycznej amplitudowej  $\mu_a$  i przyrostowej  $\mu_\Delta$  otrzymano następującą zależność strumienia magnetycznego  $\Phi$  od prądu  $i$

$$\Phi = \frac{2z s}{l} \cdot \frac{\mu_a \mu_\Delta}{k_1 k_2 \mu_a + 2\mu_\Delta} i \quad (2.12)$$

w której

$$\mu_a = f(H), \quad \mu_\Delta = f\left[(H), (H_s)\right].$$

Po wstawieniu wyrażenia (2.12) do równania (1.8) i uporządkowaniu otrzymano równanie:

$$u(t) = W_1 i + (W_2 + W_3 i) \frac{di}{dt} \quad (2.13)$$

w którym

$$W_1 = R + \frac{2z^2 z_s s k_2 \mu_a^2 \frac{\partial \mu_\Delta}{\partial H_a}}{l^2 (k_1 k_2 \mu_a + 2\mu_\Delta)^2} \cdot \frac{di_s}{dt} \quad (2.14)$$

$$W_2 = L_{rg} + \frac{2z^2 s}{l} \cdot \frac{\mu_a \mu_\Delta}{(k_1 k_2 \mu_a + 2\mu_\Delta)^2} \quad (2.15)$$

$$W_3 = \frac{2z^2 s}{l} \cdot \frac{(k_1 k_2 \mu_a^2 \frac{\partial \mu_\Delta}{\partial H_a} \cdot \frac{dH'}{dt} + 2\mu_\Delta^2 \frac{d\mu_a}{dH} \cdot \frac{dH}{dt})}{(k_1 k_2 \mu_a + 2\mu_\Delta)^2} \quad (2.16)$$

Wyrażenia  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $W_3$  są nieznanymi funkcjami zmiennej  $i$ , oraz zmiennej zależnej  $i(t)$ .

Przy ograniczeniu rozważań do przedziału czasu, dla którego  $i_s = I_s = \text{const}$  (stan ustalony), współczynnik  $W_1 = R$ , a współczynniki  $W_2$  i  $W_3$  są funkcjami zmiennej zależnej  $i(t)$  i parametru  $I_s$ , tzn.:

$$W_2 [i(t), I_s] + W_3 [i(t), I_s].$$

### 2.2.2. Obliczenie numeryczne przebiegu prądu $i(t)$

Przechodząc w równaniu (2.13) na przyrosty skończone po przekształceniach otrzymano równanie:

$$i(t_{k+1}) = i(t_k) + \frac{u(t_k) - W_2 i(t_k)}{W_2 [i(t_k), I_s] + W_3 [i(t_k), I_s]} \Delta t \quad (2.17)$$

w którym:

$$u(t_k) = U_m \sin \omega t_k$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

$$t_k = t_p + k \Delta t = t_p + \epsilon k T,$$

$$\Delta t = \epsilon T,$$

$k = 0, 1, 2, \dots$  kolejność kroku obliczeniowego,

$t_p$  - czas rozpoczęcia obliczeń,

$\Delta t$  - długość kroku obliczeniowego,

$\epsilon$  - długość względna kroku obliczeniowego.

Obliczenia rozpoczynają się od warunków początkowych

$$i(t_0) = i(t_p) = 0, \quad u(t_0) = u(t_p) = U_m \sin \omega t_p$$

i są prowadzone do momentu, gdy moduły wartości chwilowych prądu  $i(t)$  w następujących po sobie półokresach różnią się od siebie nie więcej niż o założoną wielkość  $\Delta |i(t_{k+1})|$ , czyli

$$\frac{||i(t_{k+1})| - |i(t_{k+1} - \frac{T}{2})||}{|i(t_{k+1})|} \leq \Delta \quad (2.19)$$

Wtedy  $i(t_{k+1}) = i_0$  oraz  $u(t_{k+1}) = U_0$  są warunkami początkowymi do obliczeń przebiegu prądu  $i(t)$  w stanie ustalonym. Ponieważ krzywa przebiegu prądu  $i(t)$  jest antysymetryczna, wystarczy wyznaczyć jej przebieg, w ciągu jednego półokresu stanu ustalonego, czyli do czasu  $(t_{k+1} + \frac{T}{2})$ .

Przebieg prądu  $i(t)$  jest przebiegiem odkształconym, antysymetrycznym o częstotliwości  $f$  równej częstotliwości napięcia zasilania  $u(t)$ .

Przebieg ten spełnia warunki Dirichleta, może więc być przedstawiony analitycznie w postaci szeregu Fouriera [1], [2]

$$\begin{aligned}
 i(t) &= \sum_{r=1}^{\infty} C_{(2r-1)} \sin[(2r-1)\omega t + \psi_{(2r-1)}] = \\
 &= \sum_{r=1}^{\infty} A_{(2r-1)} \cos(2r-1)\omega t + \sum_{r=1}^{\infty} B_{(2r-1)} \sin(2r-1)\omega t \quad (2.19)
 \end{aligned}$$

a współczynniki  $A_{(2r-1)}$  i  $B_{(2r-1)}$  określone są zależnościami

$$A_{(2r-1)} = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} i(t) \cos[(2r-1)\omega t] dt \quad (2.20)$$

$$B_{(2r-1)} = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} i(t) \sin[(2r-1)\omega t] dt \quad (2.21)$$

Wyznaczenie współczynników  $A_{(2r-1)}$  i  $B_{(2r-1)}$  bezpośrednio z relacji (2.20) i (2.21) nie jest możliwe, gdyż nie jest znane analityczne wyrażenie  $i(t)$ , a tylko obliczone są wartości liczbowe prądu  $i(t_k)\omega\Delta t$ . Współczynniki te wyznaczono w sposób przybliżony korzystając z metody arytmetycznej [1] polegającej na zastosowaniu całkowania przybliżonego. Stosując przybliżone całkowanie od  $(t_{k+1})$  do  $(t_{k+1} + \frac{T}{2})$  i uwzględniając  $\Delta t = \delta T$  zgodnie z (2.20) (2.21) otrzymano:

$$A_{(2r-1)} \approx 4\delta \sum_{x_1=k+1}^{x=k+1+\frac{1}{2\delta}} \frac{i(t_x) + i(t_{x+1})}{2} \cos\left[(2r-1)\omega\left(t_x + \frac{\Delta t}{2}\right)\right] \quad (2.22)$$

$$B_{(2r-1)} \approx 4\delta \sum_{x_1=k+1}^{x=k+1+\frac{1}{2\delta}} \frac{i(t_x) + i(t_{x+1})}{2} \sin\left[(2r-1)\omega\left(t_x + \frac{\Delta t}{2}\right)\right] \quad (2.23)$$

Amplitudy poszczególnych harmonicznich prądu są równe liczbowo poszczególnym współczynnikom  $C_{(2r-1)}$ . Wtedy:

$$I_{m(2r-1)} = C_{(2r-1)} = \sqrt{A_{(2r-1)}^2 + B_{(2r-1)}^2} \quad (2.24)$$

a fazy początkowe

$$\varphi(2r-1) = \arctg \frac{A(2r-1)}{B(2r-1)} \quad (2.25)$$

Ze względu na poczynione założenia upraszczające, jak i dokładność aproksymacji charakterystyk magnesowania rdzenia, metoda analityczna pozwala na ocenę bardziej jakościową niż ilościową zależność amplitud harmonicznych prądu dławika od jego parametrów konstrukcyjnych.

#### LITERATURA

- [1] Cholewicki T.: Elektrotechnika teoretyczna. Tom 2. WNT, Warszawa 1971.
- [2] Kurdziel R.: Podstawy elektrotechniki. WNT, Warszawa 1965.
- [3] Kurdziel R.: Obwody magnetyczne. PWN, Warszawa 1962.
- [4] Kuryłowicz J.: Badanie materiałów magnetycznych. WNT, Warszawa 1962.
- [5] Malinowski C.H.: Opriedielenije namagnicziwajuszczego toka i garmonik, kratnych triem, faznogo napraženija w triehfaznych transformatorach pri simmetricznom podmagnicziwanii ich postojannym tokom. Elektriczeskije sieti i sietiamy. 4-1968. Lwow 1968, s. 66-73.
- [6] Nałęcz M., Jaworski J.: Miernictwo magnetyczne. WNT, Warszawa 1968.
- [7] Nowacki P.J.: Obliczanie nieliniowych obwodów elektrycznych i magnetycznych. PWN, Warszawa 1959.
- [8] Smak J.: Statyczny kompensator z dławikami nowego typu do nadążnej kompensacji szybkich zmian mocy biernej. Rozprawa doktorska. Politechnika Śląska, Gliwice 1981.

Wpłynęło do redakcji 24 VI 1981 r.

Recenzent: doc. dr hab. inż. Tadeusz Glinka

#### НОВЫЙ ТИП РЕАКТОРА С ПОДМАГНИЧИВАНИЕМ КАК РЕГУЛИРОВАННЫЙ РЕАКТАНС

#### Р е з ю м е

Представлены схема физической модели реактора, математическая модель вместе с упрощающими задачами, аналитический метод и алгоритм расчета гармонических тока реактора.

A NEW TYPE OF SATURABLE REACTOR AS A REGULATED REACTANCE

S u m m a r y

A scheme of a physical model of reactor, a mathematical model with simplified assumptions, an analytical method and a method of computer calculating of the reactor current components were presented.