ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1989

Seria: ELEKTRYKA z. 107 Nr kol. 946

Marek BRODZKI
Marian PASKO
Magdalena UMIŃSKA-BORTLICZEK

JEDNOLITA TEORIA MOCY DLA OBWODÓW TRÓJFAZOWYCH O PRZEBIEGACH ODKSZTAŁCONYCH W OPARCIU O ORTOGONALNY ROZKŁAD PRĄDU W PRZESTRZENI $L_3^2(\langle 0; T\rangle)$

Streszczenie. W pracy przedstawia się próbę sformułowania pewnych definicji mocy dla obwodów trójfazowych o przebiegach odkształconych w oparciu o uogólnienie teorii profesora Stanisława Fryzego o rozkładzie prądu na dwa wzajemnie ortogonalne składniki (i_a - czynny, i_{bF} - bierny).

Uwzględniono jako naturalną konsekwencję tego rozkładu teorię Leszka Czarneckiego o dalszym rozkładzie ortogonalnym składnika biernego prądu na dwa wzajemnie ortogonalne (i_s, i_r) składniki (zaproponowana dla obwodów jednofazowych).

Przedstawiono teorię rozkładu ortogonalnego prądów w obwodzie trójfazowym na trzy wzajemnie ortogonalne składniki $_a i$, $_r i$, $_s i$ w potrójnej przestrzeni Hilberta L_3^2 $(\langle 0; T\rangle)$. W konsekwencji tego rozkładu sformułowano odpowiednie definicje mocy i zaproponowano pewne ich interpretacje.

1. Wstęp

Podstawowym pojęciem w teorii mocy dla obwodów elektrycznych jest umotywowana na gruncie zasady zachowania moc chwilowa:

$$p \triangleq u\, i \tag{1}$$

oraz, przy założeniu, że funkcja mocy chwilowej jest całkowalna w przedziale domkniętym, także moc czynna

$$P \triangleq \overline{p}, \tag{2}$$

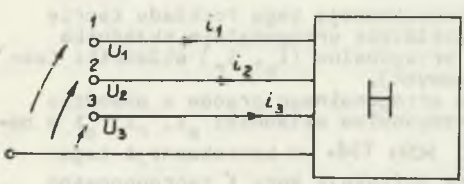
gdzie

$$\overline{p} \triangleq \frac{1}{T}\int_0^T p(t)\,dt.$$

Przyjmując powyższe definicje, co do których panuje ogólna zgoda, a także wyniki szczegółowej analizy porównawczej różnych koncepcji teorii mocy dla obwodów jednofazowych o przebiegach odkształconych, przeprowadzonej przez L. Czarneckiego [4] oraz mając na uwadze teorie mocy sformułowane w pracach prof. Zygmunta Nowomiejskiego [9], [10], proponujemy uogólnienie procedury podanej przez L. Czarneckiego, a dotyczącej rozkładu funkcji prądu biernego prof. S. Fryzego [5] na dwa wzajemnie ortogonalne składniki, jako punktu wyjścia dla próby zdefiniowania pewnych mocy w układach trójfazowych [4].

2. Uogólnienie trójskładnikowego wzajemnie ortogonalnego rozkładu funkcji prądu dla przebiegów odkształconych odbiornika 3-fazowego

Rozpatrujemy obwód trójfazowy (H) czteroprzewodowy z uwzględnieniem sprzężeń, przedstawiony na rys. 1 i spełniający następujące warunki:



Rys. 1

- jest odbiornikiem liniowym (jeśli w dalszym ciągu będziemy rozpatrywać jeden stan napięciowo-prądowy odbiornika, to założenie o jego liniowości nie jest konieczne - dla jednego takiego stanu definicji liniowości odbiornika w ogóle nie można sformułować),
- napięcia fazowe u_α i prądy fazowe i_α, $\alpha \in \{1,2,3\}$ są funkcjami zmiennej rzeczywistej (czas), okresowymi (o tym samym okresie T) mierzalnymi w sensie Lebesgue'a na przedziale domkniętym $\langle 0;T \rangle$ oraz posiadają całkowalny w sensie Lebesgue'a kwadrat, tzn.:

$$\int_0^T f_\alpha^2(t)dt < \infty \tag{3}$$

Ponieważ celem naszym jest rozwinięcie dla układu (H) pożądanej teorii mocy, musimy skonstruować odpowiednią przestrzeń Hilberta, w której dobrze określona baza zapewnia możliwości rozwinięcia dowolnego elementu tej przestrzeni w szereg Fouriera.

Niech $\mathbf{f} = (f_1, f_2, f_3)$ będzie ciągiem prądów (napięć), którego wyrazami są klasy funkcji różniących się na zbiorach miary zero (tzn. dla których całka

$$\int_0^T f_\alpha^2 dt \quad \text{jest identyczna}).$$

Zbiorowi tych ciągów, który oznaczymy $L_3^2(\langle 0;T\rangle)$, nadajemy strukturę przestrzeni liniowej nad ciałem liczb rzeczywistych ze zdefiniowanymi działaniami dodawania elementów i mnożenia przez liczby rzeczywiste:

$$\mathbf{f} + \mathbf{g} \triangleq (f_1 + g_1, f_2 + g_2, f_3 + g_3), \tag{4}$$

$$c \cdot \mathbf{f} \triangleq (cf_1, cf_2, cf_3), \tag{5}$$

dla dowolnych ciągów $\mathbf{f}, \mathbf{g} \in L_3^2(\langle 0;T\rangle)$, $c \in R$.

Na mocy nierówności

$$(f_\alpha(t) + g_\alpha(t))^2 \leqslant 2(f_\alpha^2(t) + g_\alpha^2(t)), \quad t \in R, \ \alpha \in \{1,2,3\} \tag{6}$$

stwierdzamy, że z przynależności $\mathbf{f}$ i $\mathbf{g}$ do zbioru $L_3^2(\langle 0;T\rangle)$ wynika również przynależność sumy (4) i iloczynu (5) do tego zbioru.

Tak uporządkowana czwórka tworzy przestrzeń liniową

$$(L_3^2(\langle 0;T\rangle), R, +, \cdot). \tag{7}$$

W przestrzeni $(L_3^2(\langle 0;T\rangle), R, +, \cdot)$ wprowadzamy iloczyn skalarny

$$(\ |\ )_3 : L_3^2(\langle 0;T\rangle) \times L_3^2(\langle 0;T\rangle) \longrightarrow R. \tag{8}$$

Iloczynem skalarnym w przestrzeni $(L_3^2(\langle 0;T\rangle), R, +, \cdot)$ nazwiemy operację, która każdej uporządkowanej parze $(\mathbf{f}, \mathbf{g})$ elementów $\mathbf{f}, \mathbf{g}$ należących do zbioru $L_3^2(\langle 0;T\rangle)$ przyporządkowuje liczbę rzeczywistą w ten sposób, że spełnione są cztery aksjomaty iloczynu skalarnego [6], [7].

Przyjmujemy za definicję iloczynu skalarnego następujące wyrażenie:

$$(\mathbf{f}|\mathbf{g})_3 \triangleq \sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{T} \int_0^T f_\alpha(t) g_\alpha(t) dt. \tag{9}$$

Całkowalność iloczynu funkcji $f_\alpha g_\alpha$ wynika ze spełnienia nierówności

$$f_\alpha(t) g_\alpha(t) \leqslant \frac{1}{2}(f_\alpha^2(t) + g_\alpha^2(t)), \quad t \in R. \tag{10}$$

Iloczyn skalarny indukuje w przestrzeni liniowej, w której został określony, normę

$$\|\mathbf{f}\|_3 \triangleq \sqrt{(\mathbf{f}|\mathbf{f})_3}, \quad \mathbf{f} \in L_3^2(\langle 0;T\rangle). \tag{11}$$

Przestrzeń liniowa nad ciałem liczb rzeczywistych z określonym iloczynem skalarnym (9) jest przestrzenią unitarną:

$$(L_3^2(\langle 0;T\rangle),\ R,\ +,\ \cdot,\ (\,|\,)_3). \tag{12}$$

Można wykazać, że przestrzeń (12) jest przestrzenią zupełną [1], [6], a zatem jest przestrzenią Hilberta z iloczynem skalarnym i normą zdefiniowanymi wzorami (9) i (11).

Wprowadzamy w rozpatrywanej przestrzeni Hilberta bazę ortonormalną w postaci następującego zbioru (e_k):

$$\{(1,\ 0,\ 0),\ (0,\ 1,\ 0),\ (0,\ 0,\ 1),\ \ldots,$$
$$(\sqrt{2}\cos h\omega(.),\ 0,\ 0),\ (0,\ \sqrt{2}\cos h\omega(.),\ 0),\ (0,\ 0,\ \sqrt{2}\cos h\omega(.))$$
$$(\sqrt{2}\sin h\omega(.),\ 0,\ 0),\ (0,\ \sqrt{2}\sin h\omega(.),\ 0),\ (0,\ 0,\ \sqrt{2}\sin h\omega(.)),\ldots\}, \tag{13}$$

gdzie $h \in N$, $\omega = \frac{2\pi}{T}$,

dla którego zachodzi

$$(e_k|e_l) = \delta_{kl} = \begin{cases} 0 & \text{dla } k \neq l \\ 1 & \text{dla } k = l, \quad k, l \in N_0. \end{cases}$$

Ponieważ w przestrzeni Hilberta $(L^2(\langle 0;T\rangle),\ R,\ +,\ \cdot,\ (\,|\,))$ mamy układ ortonormalny $(1, \ldots, \sqrt{2}\cos h\omega(.), \sqrt{2}\sin h\omega(.), \ldots)$, który jest zamknięty [6], [7], to fakt ten decyduje o tym, że układ (13) też jest zamknięty. Zatem dowolny element $f \in L_3^2(\langle 0;T\rangle)$ posiada względem układu (13) następujący szereg Fouriera zbieżny do f w sensie przyjętej normy (11).

$$f = \sum_{k=0}^{\infty} (f|e_k)_3\, e_k. \tag{14}$$

Zamiast wzoru (14) stosować będziemy (wprowadzając metodę symboliczną) wzór:

$$f_\alpha = F_{\alpha 0} + \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty} F_{\alpha h} e^{jh\omega(.)}, \quad \alpha \in \{1,2,3\}, \tag{15}$$

gdzie:

$$F_{\alpha 0} = \frac{1}{T}\int_0^T f_\alpha(t)dt, \tag{16}$$

$$F_{\alpha h} = \frac{\sqrt{2}}{T}\int_0^T f_\alpha(t)e^{-jh\omega t}dt. \tag{17}$$

Natomiast iloczyn skalarny dla dwóch dowolnych $f, g \in L_3^2(\langle 0;T\rangle)$ wyraża się wzorem:

$$(f|g)_3 = \mathrm{Re}\sum_{h=0}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3} F_{\alpha h}G_{\alpha h}^{*} = \mathrm{Re}\sum_{h=0}^{\infty}(F_{1h}G_{1h}^{*} + F_{2h}G_{2h}^{*} + F_{3h}G_{3h}^{*}). \tag{18}$$

3. Ortogonalny rozkład prądów odbiornika trójfazowego czteroprzewodowego ze sprzężeniami w potrójnej przestrzeni Hilberta $L_3^2(\langle 0;T\rangle)$

Zakładając, że odbiornik (H) reprzentuje dla każdej harmonicznej zespolona macierz admitancyjna Y, której elementy mają postać:

$$Y_{\alpha\beta h} = G_{\alpha\beta h} + jB_{\alpha\beta h}, \quad \alpha,\beta \in \{1,2,3\}, \qquad h \in N \tag{19}$$

oraz, że napięcia fazowe dane są w postaci szeregu Fouriera

$$u_{\alpha} = U_{\alpha o} + \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty} U_{\alpha h}e^{jh\omega(.)}, \quad \alpha \in \{1, 2, 3\}, \tag{20}$$

możemy prąd i_{α} zapisać w postaci:

$$i_{\alpha} = \sum_{\beta=1}^{3} G_{\alpha\beta o}U_{\beta o} + \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{\beta=1}^{3}(G_{\alpha\beta h} + jB_{\alpha\beta h})U_{\beta h}e^{jh\omega(.)}, \tag{21}$$

$\alpha,\beta \in \{1,2,3\}$; $u, i \in L_3^2(\langle 0; T\rangle)$.

Wprowadźmy rozkład prądu i na trzy składniki wzajemnie ortogonalne:

$$i = {}_{a}i + {}_{s}i + {}_{r}i, \tag{22}$$

dla których wzajemną ortogonalność sprawdzimy po przyjęciu pewnych definicji

$${}_{a}i \triangleq Gu, \tag{23}$$

gdzie:

$$G \triangleq \frac{(u|i)_3}{\|u\|_3^2} = \frac{P}{\|u\|_3^2} \quad \text{– konduktancja równoważna [5].} \tag{24}$$

$\|u\|_3 \neq 0.$

Obliczając iloczyn skalarny $(\mathbf{u}|_a\mathbf{i})_3$ otrzymujemy:

$$(\mathbf{u}|_a\mathbf{i})_3 = (\mathbf{u}|G\mathbf{u})_3 = G(\mathbf{u}|\mathbf{u})_3 = G\|\mathbf{u}\|_3^2 = \frac{P}{\|\mathbf{u}\|_3^2}\,\|\mathbf{u}\|_3^2 = P. \tag{25}$$

Zatem całkowita moc czynna P dostarczana do układu (H) przenoszona jest przez składową czynną $_a\mathbf{i}$ prądu $\mathbf{i}$ odbiornika.

Zdefiniujmy obecnie pozostałe składowe $_s\mathbf{i}$, $_r\mathbf{i}$ prądu $\mathbf{i}$

$$_a\mathbf{i}_\alpha = GU_{\alpha o} + \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty} GU_{\alpha h}e^{jh\omega(.)}, \tag{26}$$

$$_s\mathbf{i}_\alpha \triangleq \sum_{\beta=1}^{3}(G_{\alpha\beta o} - G\delta_{\alpha\beta})U_{\beta o} + \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{\beta=1}^{3}(G_{\alpha\beta n} - G\delta_{\alpha\beta})U_{\beta h}e^{jh\omega(.)}, \tag{27}$$

$$_r\mathbf{i}_\alpha \triangleq \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{=1}^{3} jB_{\alpha\beta h}U_{\beta h}e^{jh\omega(.)}, \quad \alpha,\beta \in \{1,2,3\}. \tag{28}$$

Z warunku przynależności $\mathbf{u}, \mathbf{i} \in L_3^2(\langle 0;T\rangle)$ wynika przynależność poszczególnych prądów $_a\mathbf{i}$, $_s\mathbf{i}$, $_r\mathbf{i}$, $\in L_3^2(\langle 0;T\rangle)$.

Dla sprawdzenia iloczynów skalarnych poszczególnych par składników prądu $\mathbf{i}$ stosując wzór (18), otrzymujemy [2]:

$$(_r\mathbf{i}|_a\mathbf{i})_3 = \mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3} jB_{\alpha\beta h}U_{\beta h}GU_{\alpha h}^{*}. \tag{28a}$$

Jeżeli założymy symetrię sprzężeń, tzn.:

$$B_{\alpha\beta h} = B_{\beta\alpha h}, \qquad \alpha,\beta \in \{1,2,3\}, \quad h \in N, \tag{29}$$

czyli w zapisie macierzowym $\mathbf{B}_h = \mathbf{B}_h^T$, to wyrażenie $U_{\beta h}B_{\alpha\beta h}U_{\alpha h}^{*}$ jest rzeczywiste i wówczas

$$(_r\mathbf{i}|_a\mathbf{i})_3 = 0. \tag{30}$$

Przy spełnieniu założenia (29) i na mocy wzoru (18) moc czynna dostarczana do układu wynosi:

$$P = (u|i)_3 = \mathrm{Re}\sum_{h=0}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3} U_{\alpha h}(G_{\alpha\beta h} - jB_{\alpha\beta h})U^{*}_{\beta h} =$$

$$= \mathrm{Re}\sum_{h=0}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3} U_{\alpha h}G_{\alpha\beta h}U^{*}_{\beta h} - \mathrm{Re}\sum_{h=0}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3} jU_{\alpha h}B_{\alpha\beta h}U^{*}_{\beta h}. \quad (31)$$

Wykorzystując założenie (29), otrzymujemy wzór na moc czynną:

$$P = \mathrm{Re}\sum_{h=0}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3} U_{\alpha h}G_{\alpha\beta h}U^{*}_{\beta h}. \quad (32)$$

Ortogonalność składników ${}_a i$ i ${}_s i$ wykażemy korzystając ze wzorów (24) i (32).

$$({}_a i|{}_s i)_3 = \mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3} GU_{\alpha h}(G_{\alpha\beta h} - G\delta_{\alpha\beta})U^{*}_{\beta h} =$$

$$= G(\mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3} (U_{\alpha h}G_{\alpha\beta h}U^{*}_{\beta h} - U_{\alpha h}G\delta_{\alpha\beta}U^{*}_{\beta h}) =$$

$$= G(P - G\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\left|U_{\alpha h}\right|^2) = G(P - \frac{P}{\|u\|_3^2}\|u\|_3^2) = 0. \quad (33)$$

Pozostaje do wykazania jeszcze ortogonalność składników ${}_s i$ i ${}_r i$.

$$({}_r i|{}_s i)_3 = \mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3}\sum_{\gamma=1}^{3} jB_{\alpha\beta h}U_{\beta h}(G_{\alpha\gamma h} - G\delta_{\alpha\gamma})U^{*}_{\gamma h} =$$

$$= \mathrm{Re}\sum_{h=1}^{\infty}\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=1}^{3}\sum_{\gamma=1}^{3} jB_{\alpha\beta h}U_{\beta h}G_{\alpha\gamma h}U^{*}_{\gamma h}. \quad (34)$$

Ażeby składowe ${}_r i$ i ${}_s i$ były wzajemnie ortogonalne, prawa strona równania (34) musi być urojona, co zachodzi wówczas, gdy poza spełnieniem warunku (29) jest spełniony również warunek [2]

$$\sum_{\alpha=1}^{3} G_{\alpha\beta h}B_{\alpha\gamma h} = \sum_{\alpha=1}^{3} G_{\alpha\gamma h}B_{\alpha\beta h}, \quad \alpha,\beta \in \{1,2,3\}, \quad h \in N. \quad (35)$$

Warunek (35) w postaci macierzowej ma postać:

$$\mathbf{G}_h^T\mathbf{B}_h = \mathbf{B}_h^T\mathbf{G}_h = \mathbf{B}_h\mathbf{G}_h \tag{36}$$

i wówczas

$$({}_r\mathbf{i}|{}_s\mathbf{i})_3 = 0. \tag{37}$$

Podsumowując możemy stwierdzić, że warunki: (29) (symetria sprzężeń) i (35) (komutatywność) są wystarczające, aby zachodziła parami ortogonalność składników ${}_a\mathbf{i}$, ${}_r\mathbf{i}$, ${}_s\mathbf{i} \in L_3^2(\langle 0;\, T\rangle)$.

W przypadku gdy wszystkie harmoniczne napięć we wszystkich fazach są różne od zera oraz rozpatrywany jest jeden stan pracy napięciowo-prądowej odbiornika, możemy użyć w miejsce danych macierzy admitancji $\mathbf{Y}_h$ macierze diagonalne zapewniające ten sam stan pracy napięciowo-prądowej.

Widać więc, że warunki (29) i (35) przy uczynionych założeniach odnośnie do napięć odbiornika mogą być pominięte.

4. Definicje pewnych mocy w przestrzeni $L_3^2(\langle 0;T\rangle)$

Na podstawie wykazanej wzajemnej ortogonalności składników prądu (30), (33), (37) otrzymujemy wzór

$$\|\mathbf{i}\|_3^2 = \|{}_a\mathbf{i}\|_3^2 + \|{}_s\mathbf{i}\|_3^2 + \|{}_r\mathbf{i}\|_3^2. \tag{38}$$

Mnożąc obustronnie wyrażenie (38) przez $\|\mathbf{u}\|_3^2$, otrzymujemy:

$$\|\mathbf{u}\|_3^2\|\mathbf{i}\|_3^2 = \|\mathbf{u}\|_3^2\|{}_a\mathbf{i}\|_3^2 + \|\mathbf{u}\|_3^2\|{}_s\mathbf{i}\|_3^2 + \|\mathbf{u}\|_3^2\|{}_r\mathbf{i}\|_3^2. \tag{39}$$

Możemy teraz zdefiniować następujące moce:

$$S \triangleq \|\mathbf{u}\|_3\|\mathbf{i}\|_3, \tag{40}$$

$$Q_s \triangleq \|\mathbf{u}\|_3\|{}_s\mathbf{i}\|_3, \tag{41}$$

$$Q_r \triangleq \|\mathbf{u}\|_3\|{}_r\mathbf{i}\|_3, \tag{42}$$

oraz wykazać, że

$$\|\mathbf{u}\|_3\|{}_a\mathbf{i}\|_3 = |P|. \tag{43}$$

Pomiędzy poszczególnymi mocami zachodzi więc związek:

$$S^2 = P^2 + Q_s^2 + Q_r^2. \tag{44}$$

Przedstawione poprzednio motywacje dla składowych ortogolanych prądów ${}_a\mathbf{i}$, ${}_s\mathbf{i}$, ${}_r\mathbf{i}$ przenoszą się na moce, tak więc możemy poszczególnym mocom nadać nazwy i spróbować je zinterpretować.

1° Moc czynna $P = (\mathbf{u}|\mathbf{i})_3$

Jedynym jej nośnikiem jest prąd ${}_a\mathbf{i}$, to stanowi jedną z przyczyn zdefiniowania tego prądu. Następną przyczyną zdefiniowania prądu ${}_a\mathbf{i}$ jest to, że przy danym napięciu zasilania i przy zadanej mocy czynnej pobieranej przez odbiornik prąd ten minimalizuje straty mocy czynnej na rezystancjach ΔR, występujących w przewodach 1, 2, 3, doprowadzających moc czynną P do odbiornika.

2° Moc częstotliwościowego rozrzutu konduktancji $Q_s \triangleq \|\mathbf{u}\|_3 \|{}_s\mathbf{i}\|_3$

Analizując wyrażenie (27) możemy przypuszczać, że to moc nie będzie kompensowalna metodami konwencjonalnymi (filtrami L, C).

3° Moc bierna $Q_r \triangleq \|\mathbf{u}\|_3 \|{}_r\mathbf{i}\|_3$

Analizując własności równania (28) możemy przypuszczać, że dla skończonej liczby harmonicznych prąd ${}_r\mathbf{i}$ można kompensować za pomocą układu filtrującego złożonego ze skończonej liczby elementów L, C. Zatem moc Q_r może być kompensowalna. Z przedstawionych powyżej mocy tylko moc czynna P jest mocą zachowawczą [2].

LITERATURA

[1] Brodzki M., Pasko M.: Definicje pewnych mocy dla układów wielozaciskowych o przebiegach odkształconych. Rozprawy Elektrotechniczne (w druku).

[2] Brodzki M., Pasko M., Uminska-Bortliczek M.: Jednolita teoria mocy dla obwodów trójfazowych o przebiegach odkształconych. Raport z pracy naukowo-badawczej, wykonanej w ramach CPBR 5.7, Gliwice 1986.

[3] Cholewicki T.: Rodzaje mocy przy przebiegach odkształconych. Stan obecny badań. Przegląd elektrotechniczny, nr 3, 1980.

[4] Czarnecki L.: Interpretacja, identyfikacja i modyfikacja właściwości energetycznych obwodów jednofazowych z przebiegami odkształconymi. ZN Pol. Śl. s. Elektryka, z. 91, Gliwice 1984 (rozprawa habilitacyjna).

[5] Fryze S.: Wybrane zagadnienie teoretycznych podstaw elektrotechniki. PWN, Wrocław 1966.

[6] Kołodziej W.: Wybrane rozdziały analizy matematycznej. PWN, Warszawa 1970.

[7] Kudrewicz J.: Analiza funkcjonalna dla automatyków i elektroników. PWN, Warszawa 1976.

[8] Leja F.: Rachunek różniczkowy i całkowy. PWN, Warszawa 1969.

[9] Nowomiejski Z.: Moc i energia elektryczna w układach elektrycznych o dowolnych ustalonych przebiegach. ZN Pol. Śl. s. Elektryka z. 15, Gliwice 1963 (rozprawa habilitacyjna).

[10] Nowomiejski Z., Sowa E.: Teoria mocy układów elektrycznych. ZN Pol. Śl. s. Elektryka z. 49, Gliwice 1977.

Recenzent: doc. dr hab. inż. Kazimierz Mikołajuk

Wpłynęło do redakcji 15 maja 1987 r.

МОНОЛИТНАЯ ТЕОРИЯ МОЩНОСТИ ДЛЯ ТРЕХФАЗНЫХ ЦЕПЕЙ С ДЕФОРМИРОВАННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ НА ОСНОВЕ ОРТОГОНАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА В ПРОСТРАНСТВЕ

Р е з ю м е

В работе дается попытка формулировки некоторых определений мощности для трехфазных цепей с деформированными характеристиками на основе обобщенной теории проф. Станислава Фрызе об распределении тока на два взаимно ортогональные составляющие (i_a – активный, i_{bF} – пасивный.

В качестве естественного следствия этого распределения учтена теория Лешка Чарнецкого о дальнейшем ортогогальном распределении пасивной составляющей тока на две взаимно ортогональные (i_s, i_r) составляющие (предложенная для однофазных цепей).

Представлена теория ортогонального распределения токов в трехфазной цепи на три взаимно ортогональные составные ${}_ai$, ${}_ri$, ${}_si$ в тройном пространстве Гильберта $L_3^2(\langle 0;T\rangle)$ В последствии этого распределения сформулированы соответствующие определения мощности и предложены некоторые их интерпретации.

A UNIFORM POWER THEORY FOR THREE-PHASE CIRCUITS WITH NON-SINUSOIDAL WAVE FORM BASED ON THE CURRENT ORTHOGONAL DECOMPOSTITION IN THE $L_3^2(\langle 0;T\rangle)$ SPACE

S u m m a r y

An attempt of formulating the power definitions for the three-phase circuits with non-sinusoidal wave form is presented in the paper. The attempt is based on the generalization of the professor S. Fryze's power theory concerning the current decomposition into two mutually orthogonal components (i_a - active current, i_{bF} - reactive current).

As a natural consequence of this decomposition a theory by Leszek Czarnecki on further decomposition of the reactive current component into two mutually orthogonal (i_s, i_r) components has been taken into account.

The theory of the current decomposition in a threefold Hilbert space $L_3^2(\langle 0;T\rangle)$ into three mutually orthogonal components ${}_ai$, ${}_ri$, ${}_si$ in the three - phase circuits has been presenetd in this paper. As a result of this decomposition the apropriate definitions of power have been formulated and their certain interpretations suggested.