

Zygmunt NOWOMIEJSKI

MINIMALIZACJA MOCY DYSTORSJI

Streszczenie. W pracy przedstawiono warunki dla minimalizacji mocy dystorsji przy pomocy filtru w układzie Γ .

1. Wprowadzenie

Jak pokazano (por. [3] wzór (5.07)), występująca w układzie elektrycznym o złożonych przebiegach mocy dystorsji D da się wyrazić przy pomocy współczynników stałych, służących ogólnie do oceny pracy systemu w danym węźle. Współczynniki te, przydatne jako źródło informacji o własnościach energetycznych systemu, nie mogą posłużyć (co wynika z ich definicji) do syntezy filtru pozwalającego na minimalizację mocy dystorsji.

Minimalizacja mocy dystorsji jest korzystna dla pracy układu z dwóch powodów. Po pierwsze – prowadzi ona do poprawy współczynnika mocy, a tym samym do wzrostu wykorzystania dostarczonej energii do układu, a po drugie – prowadzi (odpowiednio przeprowadzona) do równoczesnej minimalizacji wartości skutecznej prądu pobieranego przez rozważany układ.

Ważny także jest fakt, że wraz z minimalizacją mocy dystorsji zostają zminimalizowane wartości skuteczne przebiegów odkształconych przenoszonych do węzła systemu.

Z punktu widzenia teoretycznego i technicznego problem minimalizacji mocy D sprowadza się do odpowiedniego doboru filtru i jego parametrów przy założeniu, że wprowadzony filtr nie wpłynie na pobór mocy czynnej P przez rozważane obciążenie.

Uwaga. Przedstawiona praca jest kontynuacją rozważań zawartych w niektórych punktach monografii [1]. Dlatego przyjęto taką samą symbolikę oraz bezpośrednio odwoływanie się do wzorów i zależności tam wprowadzonych i uzasadnionych.

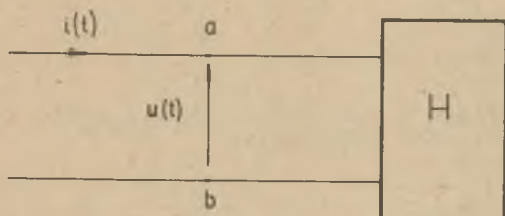
2. Zmodyfikowany rozkład ortogonalny przebiegów

Położmy (por. rys. 1):

$$i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(\tau) u(t-\tau) d\tau + i_p(t), \quad (2.01)$$

zakładając, że:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \lambda^2(t) dt < \infty \quad (2.02)$$



Rys. 1

Jak widać, między przebiegami prądu $i(t)$ oraz napięcia $u(t)$ występuje zależność liniowa ustalona przy pomocy funkcji przejścia $\lambda(t)$ o skończonej energii. Przebieg $i_{\varphi}(t)$ nazwiemy prądem odkształcenia przebiegu $i(t)$ od napięcia wzbudzenia $u(t)$ przy założeniu, że:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i(t) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(\tau) u(t-\tau) d\tau \right\} dt = 0 \quad (2.03)$$

Otrzymamy:

$$\begin{aligned} & \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i_{\varphi}(t) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(\tau) u(t-\tau) d\tau \right\} dt = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(\tau) \left\{ \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u(t-\tau) i_{\varphi}(t) dt \right\} d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(\tau) \psi_{\varphi}(-\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (2.04)$$

gdzie:

$$\psi_{\varphi}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u(t) i_{\varphi}(t-\tau) dt \quad (2.05)$$

Zatem (stosując transformację Fouriera, por. [1]; (2.36)):

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda(\omega) \Theta_{\varphi}(\omega) d\omega = 0, \quad (2.06)$$

gdzie:

$$\Lambda(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad \Theta_{\varphi}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{\varphi}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau.$$

Na podstawie (2.01) zachodzi:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u(t) i(t-\tau) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(x) \varphi(\tau+x) dx + v_{\varphi}^*(\tau).$$

Stąd dla transformat Fouriera (por. [1], (2.36)):

$$\Theta(\omega) = \Lambda^*(\omega) \Phi(\omega) + \Theta_{\varphi}(\omega) \quad (2.07)$$

oraz:

$$\Lambda(\omega) \Theta(\omega) = |\Lambda(\omega)|^2 \Phi(\omega) + \Lambda(\omega) \Theta_{\varphi}(\omega) \quad (2.08)$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda(\omega) \Theta(\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\Lambda(\omega)|^2 \Phi(\omega) d\omega \quad (2.09)$$

Dla funkcji autokorelacji $v^*(\tau)$ przebiegu prądu $i(t)$ mamy (por. [1], (2.35)):

$$\begin{aligned} v^*(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i(t) i(t-\tau) dt = \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} \lambda(x) \lambda(y) \varphi(\tau+x-y) dx dy + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i_{\varphi}(t) i_{\varphi}(t-\tau) dt \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(x) v_{\varphi}^*(-\tau-x) dx + \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(x) v_{\varphi}^*(\tau-x) dx \end{aligned}$$

Zatem, kładąc:

$$V(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} v^*(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau$$

$$V_{\varphi}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega\tau} \left\{ \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i_{\varphi}(t) i_{\varphi}(t-\tau) dt \right\} d\tau$$

$$\begin{aligned} Y(\omega) = & |\Lambda(\omega)|^2 \Phi(\omega) + Y_{\varphi}(\omega) + \Lambda(\omega) \theta_{\varphi}(\omega) + \\ & + \Lambda^*(\omega) \theta_{\varphi}^*(\omega). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Stąd, uwzględniając że:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Y(\omega) d\omega = I^2; \quad \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Y_{\varphi}(\omega) d\omega = I_{\varphi}^2, \quad (2.11)$$

otrzymamy:

$$I^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\Lambda(\omega)|^2 \Phi(\omega) d\omega + I_{\varphi}^2 \quad (2.12)$$

Z zależności (2.12) wynika, że najprościej minimalizację wartości skutecznej I prądu $i(t)$ można uzyskać przyjmując:

$$I_{\varphi} = 0 \quad (2.13)$$

Otrzymamy (por. (2.09)):

$$\begin{aligned} I^2 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\Lambda(\omega)|^2 \Phi(\omega) d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda(\omega) \theta(\omega) d\omega \end{aligned} \quad (2.14)$$

Porównując uzyskany wynik (2.14) z zależnościami (2.08) zauważamy, że przyjęcie (2.13) prowadzi do relacji:

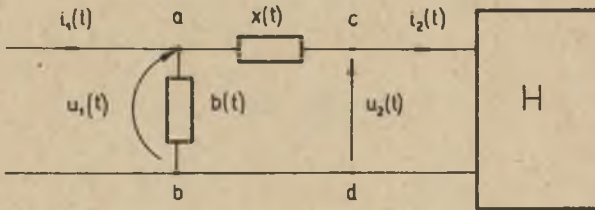
$$\theta(\omega) = \Lambda^*(\omega) \Phi(\omega) \quad (2.15)$$

$$\theta_{\varphi}(\omega) = 0 \quad (2.16)$$

Zależność (2.16) oznacza, że przebiegi $u(t)$ oraz $i_{\varphi}(t)$ są nieskorelowane. Wynika stąd, że zaproponowana minimalizacja wartości skutecznej I prowadzi równocześnie do "wygładzenia" przebiegu $i(t)$.

3. Filtr Γ

W dalszych rozważaniach przyjmiemy, że filtr dany jest w układzie Γ (por. rys. 2; [1], str.24), a funkcje przejścia jego elementów $x(t)$ oraz $b(t)$ są funkcjami nieparzystymi. (Założenie to określa oba elementy jako reaktancyjne).



Rys. 2

Zachodzi:

$$u_1(t) = u_2(t) + \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) i_2(t-\tau) d\tau \quad (3.01)$$

$$i_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} b(\tau) u_1(t-\tau) d\tau + i_2(t)$$

Stosując do (3.01) uogólnioną transformację Fouriera (por. [2]), otrzymamy (por. [1], (33.2)):

$$U_{\xi 1}(\omega) \cong U_{\xi 2}(\omega) + jX(\omega) I_{\xi 2}(\omega) \quad (3.02)$$

$$I_{\xi 1}(\omega) \cong jB(\omega) U_{\xi 2}(\omega) + [1 - X(\omega)B(\omega)] I_{\xi 2}(\omega)$$

Dla transformat funkcji korelacji przebiegów napięcia i prądu mamy (por. [1], (2.28) i (2.29)):

$$\Phi(\omega) = \lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{|U_{\xi}(\omega)|^2}{4\pi\xi}; \quad \Psi(\omega) = \lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{|I_{\xi}(\omega)|^2}{4\pi\xi}$$

$$\Theta(\omega) = \lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{U_{\xi}(\omega) I_{\xi}^*(\omega)}{4\pi\xi}$$

Stąd (na podstawie (3.02)):

$$\Phi_1(\omega) = \Phi_2(\omega) + 2X(\omega)\theta_{2u}(\omega) + X^2(\omega)V_2(\omega) \quad (3.03)$$

$$\begin{aligned} V_1(\omega) = & B^2(\omega)\Phi_2(\omega) - 2B(\omega) [1 - X(\omega)B(\omega)]\theta_{2u}(\omega) + \\ & + [1 - X(\omega)B(\omega)]^2 V_2(\omega) \end{aligned} \quad (3.04)$$

$$\theta_{1r}(\omega) = \theta_{2r}(\omega) \quad (3.05)$$

$$\begin{aligned} \theta_{1u}(\omega) = & \theta_{2u}(\omega) [1 - 2X(\omega)B(\omega)] - B(\omega)\Phi_2(\omega) + \\ & + X(\omega) [1 - X(\omega)B(\omega)]V_2(\omega), \end{aligned} \quad (3.06)$$

gdzie:

$$\theta_r(\omega) = \operatorname{Re}\{\theta(\omega)\}; \quad \theta_u(\omega) = \operatorname{Im}\{\theta(\omega)\}$$

Relacja (3.05) wyraża oczywistą własność układu, a mianowicie fakt, że:
 $P_1 = P_2$.

Na podstawie (2.11) oraz (3.04) zachodzi:

$$\begin{aligned} I_1^2 = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V_1(\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{ B^2(\omega)\Phi_2(\omega) - \\ & - 2B(\omega) [1 - X(\omega)B(\omega)]\theta_{2u}(\omega) + [1 - X(\omega)B(\omega)]^2 V_2(\omega) \} d\omega \end{aligned}$$

Zatem, zakładając że:

$$I_{\Psi_1} = 0, \quad (3.07)$$

Otrzymamy (por. (2.14) i (3.03)):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_2(\omega) [|\Lambda(\omega)|^2 - B^2(\omega)] d\omega + 2 \int_{-\infty}^{\infty} \theta_{2u}(\omega) [|\Lambda(\omega)|^2 X^2(\omega) +$$

$$+ B(\omega) [1 - X(\omega)B(\omega)] \Big] d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} Y_2(\omega) \left\{ X^2(\omega) |\Lambda(\omega)|^2 - \right. \\ \left. - [1 - X(\omega)B(\omega)]^2 \right\} d\omega = 0. \quad (3.08)$$

Wzór (3.08) został uzyskany przy założeniu (3.07). Oznacza to, że dla układu zawartego między zaciskami (a,b) (por. rys. 2) spełniony został warunek (2.13).

Zachodzi więc także zależność (2.16), z której wynika, że rozkład ortogonalny (2.06) jest niezależny od wartości $|\Lambda(\omega)|$. Możemy więc przyjąć:

$$|\Lambda(\omega)|^2 = B^2(\omega) - \frac{B(\omega)}{X(\omega)} \quad (3.09)$$

Wstawiając (3.09) do (3.08) otrzymamy:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_2(\omega) \frac{B(\omega)}{X(\omega)} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} Y_2(\omega) [X(\omega)B(\omega) - 1] d\omega \quad (3.10)$$

lub kładąc:

$$X(\omega)B(\omega) = C(\omega) \quad (3.11)$$

$$\frac{B(\omega)}{X(\omega)} = D(\omega)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_2(\omega) D(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} Y_2(\omega) [C(\omega) - 1] d\omega. \quad (3.12)$$

Relacja (3.12) jest szukanym równaniem całkowym, którego spełnienie prowadzi do minimalizacji wartości skutecznej prądu $i_1(t)$ oraz do poprawy współczynnika mocy $\cos \varphi_1$.

LITERATURA

- [1] Nowomiejski Z., Sowa E.: Teoria mocy układów elektrycznych. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 49, 1977.
- [2] Wiener N.: The Fourier Integral and Certain of Its Applications. Cambridge University Press, New York, 1933.
- [3] Nowomiejski Z.: Ocena odkształceń przebiegów i ich wpływ na pracę systemu elektroenergetycznego. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 60.

МИНИМИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ДИСТОРСИИ

Р е з ю м е

В работе рассматриваются условия сведения к минимуму мощности дисторсии при помощи фильтра по схеме "Г".

MINIMALIZATION OF DISTORTION POWER

S u m m a r y

In the paper the conditions for minimalization of distortion power are obtained.