

Składowe fizyczne prądu i moce w obwodach z impulsowym przepływem energii

Streszczenie. Przedmiotem artykułu są właściwości energetyczne obwodów z odbiornikami o impulsowym poborze energii. Odbiorniki takie, ze względu na impulsy mocy i odkształcenia, mogą mieć wyjątkowo duży potencjał zakłócający i ich instalacja może wymagać kompensatorów redukujących wahania mocy i odkształcenia. Niniejszy artykuł przedstawia analizę właściwości energetycznych w obwodach z impulsowym przepływem energii opartą na Teorii Składowych Fizycznych Prądu (SFP), pod kątem dostarczenia sygnałów kontrolnych dla kompensatora hybrydowego zbudowanego z kompensatora wahań mocy i kompensatora odkształceń. W artykule pokazano, że Teoria SFP może być uogólniona na obwody z przebiegami pół-okresowymi, jakimi są prądy i napięcia odbiorników impulsowych, umożliwia interpretację fizyczną zjawisk energetycznych w takich obwodach oraz pozwala generować sygnały kontrolne niezbędne do sterowania kompensatora hybrydowego.

Abstract. Power properties of circuits with pulsing loads are the subject of this paper. Due to power variability and waveform distortion such loads have high disturbing potential in distribution systems and, therefore, installation of compensators along with such loads might be required. This paper presents analysis of power phenomena in circuits with such loads based on the Theory of Currents' Physical Components (CPC). This analysis is performed from the point of view of providing control signals for a hybrid compensator composed of a compensator of power variation and compensator of waveform distortion. It was demonstrated in the paper that the CPC Theory can be generalized for circuits with semi-periodic voltages and currents of pulsing loads and it can provide signals that are needed for a hybrid compensator control.

Wstęp

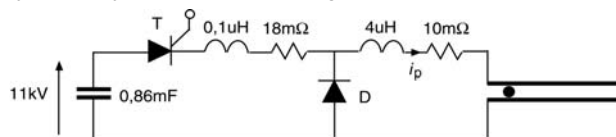
Zdecydowana większość odbiorników energii elektrycznej przetwarza tę energię tak jak to się dzieje w silnikach, instalacjach oświetleniowych czy grzewczych, to jest w sposób ciągły, przy niewielkich zmianach mocy, wynikających z włączania i wyłączania pewnych urządzeń bądź zmiany obciążenia, zwykle mechanicznego.

Istnieją wszakże urządzenia, które z natury nie pracują w sposób ciągły lecz impulsowy, wymagające jednocześnie wielkich prądów zasilających, których normalna sieć rozdzielcza nie jest w stanie dostarczyć. Dyfuzyjna zgrzewarka punktowa [1] łączy elementy za pomocą impulsów prądu o natężeniu rzędu 100 kA i czasie trwania 4-8 milisekund. Wyrzut pocisku [2] siłą Lorentza w dziale elektromagnetycznym wymaga impulsu prądu o czasie trwania rzędu 2 milisekund i natężeniu rzędu 3800 kA [3]. Lasery impulsowe wielkiej mocy, źródła impulsów światła ultrafioletowego, promieni X lub elektronów w medycynie, instrumentach badawczych w fizyce i biologii [4] są innymi przykładami urządzeń o impulsowym przepływie energii.

Impulsy takie uzyskuje się przez rozładowanie kondensatora lub grupy osobno ładowanych kondensatorów [3].

Maksymalny prąd możliwy do uzyskania z rozładowania pojedynczego kondensatora określony jest możliwościami łączeniowymi tyrystorów i diod używanych do formowania

impulsu prądowego. W artykule [5] podane są parametry obwodu, pokazanego na rysunku 1, do generowania impulsu prądu o natężeniu 120 kA i energii 50 kJ.



Rys. 1. Obwód kształtowania impulsu prądu

W obwodzie tym użyto tyrystora typu CFS 672 o maksymalnym prądzie 150 kA i napięciu zwrotnym 11 kV oraz diodę typu DSA 1508 o napięciu zwrotnym 12 kV.

Jednak pomimo olbrzymiego prądu, energia impulsu jest zaskakująco mała, porównywalna z energią siedmiu suchych ogniw typu AA. Istotnie, takie ładowalne ogniwo Ni-MH o napięciu $E = 1.2$ V, i pojemności $Q = 1500$ mAh ma energię

$$W = EQ = 1.2 \times 1.5 \times 3600 = 6.5 \text{ kJ.}$$

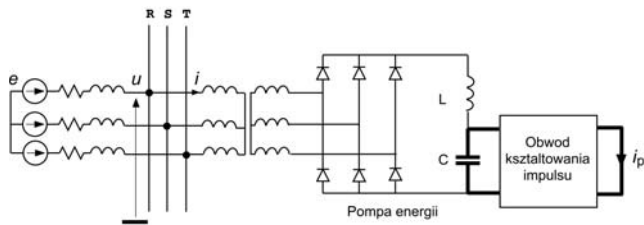
Dlatego wiele równoległe połączonych modułów może być potrzebnych do generacji impulsów o energii wystarczającej do działania różnych urządzeń impulsowych, szczególnie, że znaczna ilość energii tracona jest w samym module. Na przykład, do zasilania działa elektromagnetycznego nadającego w ciągu 2 milisekund pociskowi o masie 1,3 kg prędkości 3500 m/s potrzeba przeszło 200 takich modułów. Energia wylotowa takiego pocisku wynosi 8 MJ. Jest to w przybliżeniu energia gromadzona w dwóch akumulatorach samochodowych o napięciu 12 V i pojemności 90 Ah lub energia zużywana na ciągu 24 godzin przez jedną żarówkę o mocy 100 W.

Powyższe porównania pokazują, że nie ilość energii zużywanej przez odbiorniki impulsowe wyróżnia je z pośród innych odbiorników, lecz bardzo krótki czas jej przepływu, a więc moc impulsów. Średnia moc impulsu wyrzucającego pocisk w opisanym powyżej przykładzie wynosi 4000 MW. Średnia moc impulsu pojedynczego modułu pokazanego na rysunku 1 wynosi 50 MW.

Częstotliwość impulsów narzucona jest potrzebami użytkownika, zatem obwód ładowania kondensatorów musi z tą właśnie częstotliwością odtwarzać ich energię. Jeśli moduł pokazany na rysunku 1 ma być zdolny do wytwarzania jednego impulsu na sekundę, to moc czynna obwodu ładowania kondensatora musi być rzędu co najmniej 50 kW, zaś moc czynna zasilania opisanego powyżej działa winna być rzędu co najmniej 8 MW. Moce te można zmniejszyć obniżając częstotliwość generowanych impulsów prądu. Znaczący wpływ na moc zasilania może mieć także redukcja strat mocy w modułach kształtujących impulsy.

Obniżenie mocy ładowania uzyskuje się przez wydłużenie tego procesu. Obwód ładowania można porównać z pompą, która stopniowo podnosi energię kondensatora do poziomu pozwalającego generować impuls prądu o wymaganych parametrach. Dlatego obwód ten nazywany jest w tym artykule

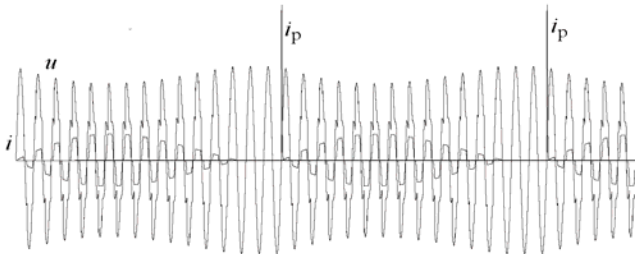
pompą energii. W obwodach prądu zmiennego, ze względu na dużą moc, jest to zwykle sześćo-pulsowy prostownik trójfazowy. Może on mieć strukturę pokazaną na rysunku 2, chociaż mogą być brane pod uwagę także inne konfiguracje zmniejszające odkształcenie prądu zasilającego.



Rys. 2. Moduł odbiornika impulsowego

Liczba równolegle połączonych modułów zależy od wymaganej energii impulsu. Każdy moduł musi mieć oczywiście osobną pompę energii. Wspólne może być tylko pierwotne uzwojenie transformatora.

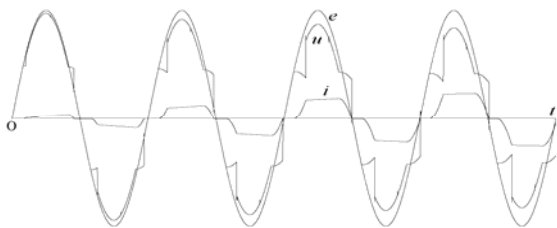
Ładowanie kondensatorów powoduje gwałtowny wzrost jednokierunkowego przepływu energii z obwodów zasilania, którego średnia prędkość musi być interpretowana jako moc czynna, pomimo gromadzenia tej energii w polu elektrycznym kondensatora, nie zaś jej bezpośredniej zamiany na ciepło. Moc ta stowarzyszona jest z tą składową prądu zasilania, która jest w fazie z napięciem zasilającym. Komutacja prądów fazowych powoduje pojawienie się w prądzie zasilania składowej przesuniętej o 90° względem napięcia, a więc mocy biernej. Prąd ten zawiera wreszcie harmoniczne, typowe dla prostowników trójfazowych. Maksymalna wartość prądu zasilania oraz jego odkształcenie zmieniają się w cyklu ładowania w szerokim zakresie. Zmienność tę oraz oddziaływanie tego prądu na napięcie zasilania ilustruje rysunek 3.



Rys. 3. Przykład przebiegów napięcia i prądu zasilania oraz impulsu prądu wyjściowego odbiornika impulsowego.

Impuls prądu i_p narysowany jest w 30-to krotnym pomniejszeniu

Duża liczba okresów zmienności napięcia na rys. 3 nie pozwala dostrzec szczegółów tych przebiegów. Cztery pierwsze okresy pokazane są na rysunku 4.

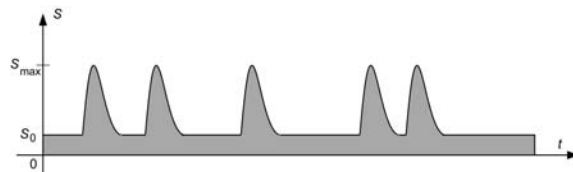


Rys. 4. Przykład przebiegów w czterech pierwszych okresach napięcia zasilania

Prostowniki w obwodach odbiorników impulsowych pracują zwykle z dużymi kątami komutacji. Wynika to stąd, że transformator prostownika obciążony jest tylko w krótkich inter-

wałach czasu. Zatem jego moc pozorna, (a więc i koszt), obliczana ze względu na średnie obciążenie, może być znacznie niższa niż moc w trakcie ładowania kondensatora. Zmniejszanie mocy pozornej transformatora i jego kosztu oznacza wzrost indukcyjności rozproszenia uzwojeń a zatem wydłużanie procesu komutacji.

Wszystkie składowe prądu zasilania w trakcie ładowania kondensatorów powodują gwałtowny wzrost mocy pozornej S ponad jej wartość S_0 , związaną z zasilaniem odbiorników nie pracujących w sposób impulsowy, tak jak jest to pokazane na rysunku 5. Regularność pojawiania się tych impulsów zależy oczywiście od sposobu pracy urządzenia impulsowego.



Rys. 5. Przebieg czasowy mocy pozornej w obwodzie z odbiornikiem impulsowym.

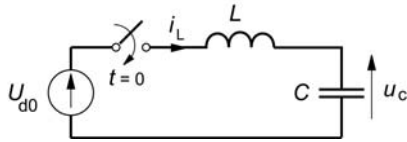
Odbiornik impulsowy zwiększa średnie obciążenie zasilania mocą czynną i bierną, a więc średni poziom strat przesyłowych, oraz średni poziom odkształcenia prądu zasilania. Wydaje się jednak, że nie ten średni wzrost jest krytyczny dla oceny współdziałania odbiornika impulsowego z siecią zasilającą. Krótkotrwałe zaniki napięcia zasilania i krótkotrwałe impulsy odkształcenia jego przebiegu mogą zakłócać pracę innych urządzeń, szczególnie obwodów kontrolno-pomiarowych. Potencjał zakłócający odbiornika impulsowego wiązany jest z maksymalnymi wartościami prądu zasilania i maksymalnym poziomem jego odkształcenia. Pewne skutki, jak na przykład migotanie światła, zależą od częstotliwości impulsów mocy, natomiast działanie obwodu kontrolno-pomiarowego może być zakłócone nawet pojedynczym impulsem. Odbiorniki takie są więc wyjątkowo kłopotliwe dla dostawcy energii. Poziom zakłóceń może być obniżony jedynie poprzez podwyższenie mocy zwarciowej, a więc mocy urządzeń przesyłowych. W systemach autonomicznych może to wymagać nawet podwyższania mocy generowanej. Związane z tym koszty inwestycyjne niemal nie są kompensowane dochodami za dostarczoną energię. Jeśli odbiornik impulsowy zasilany jest wraz z innymi odbiornikami wrażliwymi na zapaści napięcia lub jego odkształcenie, to obwód zasilania musi być zaprojektowany ze względu na maksymalną moc impulsu, S_{max} , nawet jeśli impulsy te przedzielone są wielogodzinnymi interwałami pracy z mocą S_0 .

Moce maksymalne

Głębokość zapaści napięcia na szynach zasilających odbiornik impulsowy zależy od maksymalnych wartości jego prądu czynnego, biernego i odkształconego. Co do ostatniego z tych prądów, to nie można oszacować jego wartości w oderwaniu od budowy konkretnej pompy energii. Istnieją bowiem sposoby jego zmniejszania przez właściwy wybór struktury pompy. Niezależny od tej struktury jest tylko prąd czynny, niezbędny do ładowania modułów impulsowych, a także stowarzyszony z nim zwykle prąd bierny. Znajomość wartości tych prądów i stowarzyszonych z nimi mocy jest potrzebna nie tylko dla oceny głębokości zapaści napięcia. Jest to także podstawowa informacja niezbędna dla projektowania kompensatora

W celu oszacowania maksymalnej mocy czynnej pompy energii pojedynczego modułu, proces ładowania kondensa-

torę można analizować w obwodzie pokazanym na rysunku 6, przyjmując, że napięcie U_{d0} jest średnią wartością napięcia wyjściowego prostownika i ma wartość stałą, a reaktancyjne elementy obwodu są bezstratne.



Rys. 6. Uproszczony obwód ładowania kondensatora

Przy takich założeniach, prąd induktora i napięcie kondensatora mają przebieg

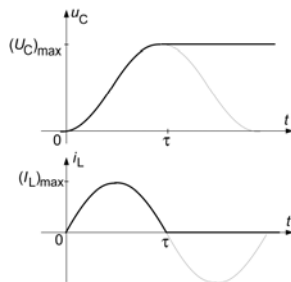
$$(1) \quad i_L = \omega_1 C U_{d0} \sin \omega_1 t = (I_L)_{\max} \sin \omega_1 t,$$

$$(2) \quad u_C = U_{d0} (1 - \cos \omega_1 t),$$

gdzie

$$(3) \quad \omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{\pi}{\tau},$$

a ponieważ prąd obwodu, ze względu na zasilanie go z prostownika, nie może być ujemny, rozwiązanie to traci ważność gdy prąd induktora staje się równy zero. Przebiegi te przedstawia rysunek 7.



Rys. 7. Przebiegi napięcia kondensatora i prądu ładowania

Maksymalna wartość mocy czynnej ładowania wynosi

$$(4) \quad P_{\max} = U_{d0} (I_L)_{\max} = \frac{(U_C)_{\max}}{2} \omega_1 C \frac{(U_C)_{\max}}{2} = \frac{\pi}{2\tau} W_C,$$

gdzie

$$(5) \quad W_C = \frac{1}{2} C (U_C)_{\max}^2,$$

jest energią pola elektrycznego kondensatora. Jest to także, powiększona jedynie o straty mocy w prostowniku i transformatorze, maksymalna moc czynna pompy energii. Jeśli pominiemy te straty, to przy sinusoidalnym zasilaniu o wartości skutecznej napięcia fazowego U , maksymalna wartość skuteczna harmonicznej podstawowej prądu fazowego musi spełniać warunek

$$(6) \quad P_{\max} = 3U (I_1)_{\max} \cos \varphi_1.$$

W celu oszacowania wartości maksymalnej mocy pozornej harmonicznej podstawowej, $(S_1)_{\max}$, pompy energii, można przyjąć, że przesunięcie fazowe harmonicznej podstawowej prądu, φ_1 , jest równe kątowi komutacji μ . Tak więc

$$(7) \quad (S_1)_{\max} = 3U (I_1)_{\max} \approx \frac{P_{\max}}{\cos \mu},$$

a maksymalna wartość mocy bierniej jest równa

$$(8) \quad Q_{\max} \approx P_{\max} \operatorname{tg} \mu.$$

Maksymalna wartość mocy pozornej S jest nieco większa od

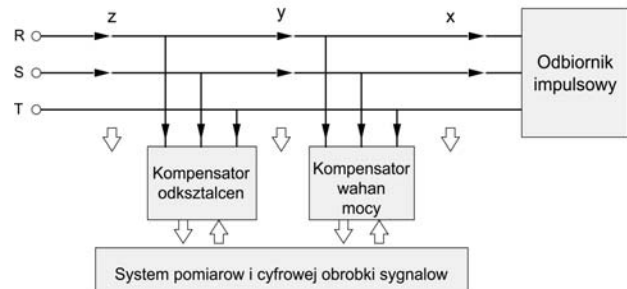
$(S_1)_{\max}$, gdyż w oszacowaniach powyższych pominięto straty mocy czynnej oraz harmoniczne prądu zasilania, a także tylko w przybliżeniu $\varphi_1 = \mu$. Pomiar prądów lub modelowanie konkretnej pompy energii jest niezbędne dla określenia wartości maksymalnej mocy pozornej.

Kompensacja hybrydowa

Zapaści napięcia zasilania i jego odkształcenie w trakcie ładowania kondensatorów odbiornika impulsowego można zmniejszyć poprzez zwiększenie mocy zwarciowej na szynach zasilających lub poprzez kompensację prądu zasilania pompy energii. Zwiększanie mocy zwarciowej jest jednak niewskazane z ekonomicznego punktu widzenia. Redukcja o połowę oddziaływania odbiornika na system rozdzielczy wymaga bowiem podwojenia mocy urządzeń przesyłowych, a w systemach autonomicznych może to wymagać nawet podwojenia mocy generowanej. Taki sam efekt może dać kompensator o mocy porównywalnej z mocą odbiornika.

Kompensator odbiornika impulsowego winien wypełniać dwie funkcje. (i) Kompensator winien redukować wahania mocy w systemie rozdzielczym oraz (ii) redukować odkształcenia prądu. Funkcje te są zasadniczo różne i narzucają odmienne wymagania na budowę kompensatora. Wahania mocy mogą być redukowane tylko poprzez gromadzenie energii w kompensatorze i jej uwalnianie. Zdolność gromadzenia energii musi być więc zasadniczą cechą kompensatora wahań mocy. Redukcja odkształceń nie wymaga aby kompensator miał zdolność gromadzenia energii. Stosowane w tym celu kompensatory kluczujące (zwane błędnie filtrami aktywnymi) wymagają jedynie pewnej zdolności gromadzenia energii, aby utrzymywać stałe napięcie (lub prąd) potrzebne do pracy przemiennika częstotliwości, który jest głównym elementem takiego kompensatora. Przy znacznie mniejszej mocy w porównaniu z mocą potrzebną do redukcji jej wahań, kompensacja odkształceń wymaga znacznie szybszej reakcji na odchylenia prądu od przebiegu sinusoidalnego niż kompensacja wahań mocy.

Wydaje się, że byłoby najłatwiej spełnić te oczekiwania wtedy, gdyby kompensator odbiornika impulsowego był zbudowany z dwóch odrębnych kompensatorów, (i) kompensatora wahań mocy oraz (ii) kompensatora odkształceń, to jest w strukturze hybrydowej, pokazanej na rysunku 8. Pozwoliłoby to optymalizować każdy z nich osobno, ze względu na możliwość kompensacji wahań mocy i szybkość reakcji na odkształcenie prądu zasilania.



Rys. 8. Struktura kompensatora hybrydowego

Przekroje x, y, oraz z na rysunku 8 są przekrojami w których mogą być mierzone prądy i napięcia niezbędne do generowania sygnałów sterowania. W zależności od wybranego przekroju, kompensator hybrydowy pracuje z otwartą, zamkniętą lub pół-zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego.

Sterowanie kluczujących kompensatorów (tzw. „filtrów aktywnych”) mocy biernej i harmonicznym prądu zasilania oparte jest często na Teorii Chwilowej Mocy Biernej, p-q. [6]. Niestety, teoria ta oparta jest na błędnych podstawach fizycznych [9-11], Poza tym, nie umożliwia ona generowania sygnałów kontrolnych dla kompensatorów hybrydowych.

Składowe fizyczne prądu zasilania

Znajomość maksymalnych wartości prądów i napięć umożliwia ocenę oddziaływania odbiornika impulsowego na napięcie w systemie rozdzielczym, nie wystarcza jednak do sterowania kompensatora redukującego negatywne skutki takiego obciążenia. Sterowanie kompensatora hybrydowego wymaga wyodrębnienia z prądu zasilania odbiornika składowej czynnej, biernej oraz odkształcenia. Wykorzystanie takiego rozkładu do sterowania jest praktycznym zastosowaniem teorii Składowych Fizycznych Prądu (SFP) (ang. Currents' Physical Components, CPC), będącej podstawą teorii mocy obwodów elektrycznych [12, 13] opracowanej przez autora niniejszego artykułu.

Teoria Składowych Fizycznych Prądu została opracowana dla obwodów z okresowymi przebiegami prądu i napięcia w oparciu o rozkład prądu zasilania odbiornika na składowe określane jako składowe ortogonalne. Okresowość przebiegów jest zasadniczą cechą umożliwiającą taki rozkład. Prądy i napięcia na zaciskach odbiornika impulsowego nie są jednak okresowe. Przebiegi takie nie mogą być opisane przy pomocy szeregu Fouriera, nie można im przyporządkować wartości skutecznej, moc takiego odbiornika nie może być określona mocą czynną i bierną, które zdefiniowane są dla odbiorników z okresowymi przebiegami prądu i napięcia.

Przebiegi prądu i napięcia odbiornika impulsowego, jakkolwiek nieokresowe, mają pewną szczególną cechę, wyróżniającą je z pośród przebiegów nieokresowych. Po pierwsze, energia do takich odbiorników dostarczana jest z generatora jedynie poprzez składową o częstotliwości generowanego napięcia sinusoidalnego. Po drugie, przebiegi te mogą być traktowane jako przebiegi o trwale lub przejściowo *zakłóconej okresowości*. Przebiegi takie zostały w artykule [7] określone jako przebiegi *pół-okresowe* (ang.: *semi-periodic*). Z uwagi na dwie powyższe cechy, przedział czasowy o długości okresu T generowanego napięcia, ma szczególne znaczenie i może być nadal użyty jako przedział, w którym opisuje się właściwości energetyczne takiego odbiornika.

Odbiorniki impulsowe dużej mocy są zwykle odbiornikami trójfazowymi zasilanymi napięciem, które może być asymetryczne i niesinusoidalne, a sam odbiornik nie musi być idealnie zrównoważony. Są to jednak drugorzędne cechy zasilania i odbiornika w porównaniu z impulsami mocy i odkształceniami prądu zasilania. Dlatego inne cechy obwodu, poza tymi dwiema, są w poniższych rozważaniach pominięte. Przyjęto więc, że odbiornik jest zrównoważony a napięcie zasilania sinusoidalne i symetryczne. Przy takich założeniach analiza właściwości odbiornika może być uproszczona do analizy jego pojedynczej fazy.

Energia dostarczona do odbiornika, na fazę, w interwale T poprzedzającym moment obserwacji t jest równa

$$(9) \quad W(t) = \int_{t-T}^t u(t) i(t) dt,$$

zatem jej średnia wartość w tym interwale, liczona w chwili t , ma analogiczne właściwości jak moc czynna, za wyjątkiem tego, że nie jest ona stała, lecz może się zmieniać ze zmianą chwili obserwacji t .

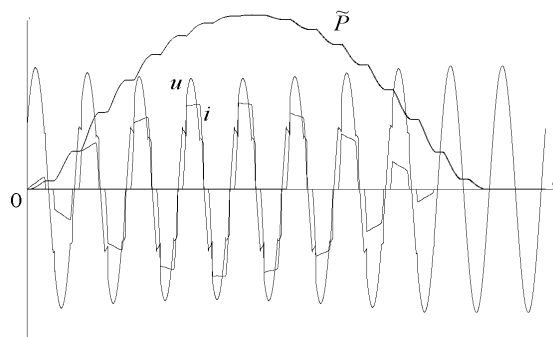
$$(10) \quad \tilde{P}(t) = \tilde{P} = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t u(t) i(t) dt,$$

i będzie nazywana w niniejszym artykule *biegnącą mocą czynną* (ang. *running active power* [8]). Odmiennosc tej definicji, a więc i samej mocy od tradycyjnej mocy czynnej P podkreśla znak \sim ponad symbolem P .

Napięcie i prąd mogą być określone ciągami równomiernie rozłożonych próbek, w liczbie N próbek na okres T , a więc mierzonych w ostępach $\Delta\tau = T/N$. Jeśli oznaczymy te próbki $u_n = u(n\Delta\tau)$ oraz $i_n = i(n\Delta\tau)$, wówczas przy odpowiednio gęstym próbkowaniu spełniającym warunek Nyquista, biegnąca moc czynna ma w chwili $t_k = k\Delta\tau$ wartość

$$(11) \quad \tilde{P}(t_k) = \tilde{P}_k = \frac{1}{N} \sum_{n=k-N+1}^{n=k} u_n i_n.$$

Jej przebieg w cyklu ładowania ilustruje rysunek 9.



Rys. 9. Przykład zmian biegnącej mocy czynnej w cyklu ładowania

Segment pół-okresowego przebiegu prądu w oknie obserwacji o czasie trwania T może być traktowany jako jeden okres *okresowego przedłużenia* przebiegu obserwowanego w tym oknie. Iloczyn skalarny dla tak interpretowanych segmentów x, y , nazywany w tym artykule, dla odróżnienia tradycyjnego iloczynu skalarnego przebiegów okresowych jako *biegnący iloczyn skalarny*, można zdefiniować w sposób następujący

$$(12) \quad (\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t x(t) y(t) dt,$$

i może on być obliczony z chwilą, gdy znane są ostatnie próbki w oknie obserwacji, x_k oraz y_k ,

$$(13) \quad (\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{1}{N} \sum_{n=k-N+1}^{n=k} x_n y_n.$$

Segmentem takim można przyporządkować też *biegnącą wartość skuteczną*

$$(14) \quad \|\tilde{x}\| = \sqrt{(\tilde{x}, \tilde{x})} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=k-N+1}^{n=k} x_n^2}.$$

Segmenty x i y są ortogonalne wtedy, gdy ich biegnący iloczyn skalarny jest równy zero i wówczas

$$(15) \quad \|\tilde{x} + \tilde{y}\| = \sqrt{\|\tilde{x}\|^2 + \|\tilde{y}\|^2}.$$

Taki segment przebiegu może być też opisany szeregiem Fouriera.

Segment prądu zasilania i w oknie obserwacji o czasie trwania T , interpretowany jako jeden okres przedłużenia okresowego, może być też rozłożony na harmoniczną podstawową, i_1 , oraz składową odkształconą, i_d , złożoną z pozostałych harmonicznym przebiegu. Składowa podstawowa

prądu może być z kolei rozłożona na prąd czynny, i_{1a} , oraz prąd bierny, i_{1r} , mianowicie

$$(16) \quad i = i_1 + i_d = i_{1a} + i_{1r} + i_d.$$

Są to *składowe fizyczne* prądu zasilania. Rozkład ten może być przeprowadzony z chwilą, gdy znana jest ostatnia próbka prądu $i_k = i(k\Delta\tau)$, w oknie obserwacji.

Rozkład prądu na składową podstawową i odkształconą może być dokonany przez wyznaczenie zespolonej wartości skutecznej harmonicznej podstawowej, korzystając na przykład z Dyskretnej Transformacji Fouriera (DFT). Mianowicie, w chwili $t_k = k\Delta\tau$, ma ona wartość

$$(17) \quad \tilde{I}_{1k} = \frac{\sqrt{2}}{N} \sum_{n=k-N+1}^{n=k} i_n e^{-j\frac{2\pi}{N}n} = \tilde{I}_{1k} e^{-j\tilde{\beta}_{1k}}.$$

Wartość chwilowa harmonicznej podstawowej prądu zasilania w chwili t_k ma więc wartość

$$(18) \quad i_{1k} = \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \tilde{I}_{1k} e^{j\omega_1 k \Delta\tau} \}.$$

Ponieważ jednak zespolona wartość skuteczna \tilde{I}_{1k} zmienia się wraz momentem obserwacji, wartość i_{1k} nie jest wartością przebiegu sinusoidalnego, lecz przebiegu, który może być określany jako *quasi-harmoniczna podstawowa* prądu zasilania. Składowa odkształcona tego prądu ma wartość chwilową

$$(19) \quad i_{dk} = i_k - i_{1k}.$$

W podobny sposób można wyznaczyć wartość quasi-harmoniczną podstawowej napięcia odbiornika w chwili t_k ,

$$(20) \quad u_{1k} = \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \tilde{U}_{1k} e^{j\omega_1 k \Delta\tau} \} = \sqrt{2} \tilde{U}_{1k} \cos(\omega_1 k \Delta\tau + \tilde{\alpha}_{1k}),$$

gdzie

$$(21) \quad \tilde{U}_{1k} = \frac{\sqrt{2}}{N} \sum_{n=k-N+1}^{n=k} u_n e^{-j\frac{2\pi}{N}n} = \tilde{U}_{1k} e^{-j\tilde{\alpha}_{1k}},$$

jest zespoloną wartością skuteczną harmonicznej podstawowej okresowego przedłużenia segmentu przebiegu napięcia odbiornika w oknie obserwacji o czasie trwania T . Oznaczając różnicę faz

$$(22) \quad \tilde{\alpha}_{1k} - \tilde{\beta}_{1k} = \tilde{\varphi}_{1k},$$

wartość chwilową i_{1k} można rozłożyć na dwa składniki

$$(23) \quad \begin{aligned} i_{1k} &= \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \tilde{I}_{1k} e^{j\omega_1 k \Delta\tau} \} = \sqrt{2} \tilde{I}_{1k} \cos(\omega_1 k \Delta\tau - \tilde{\varphi}_{1k}) = \\ &= \sqrt{2} \tilde{I}_{1k} \cos \tilde{\varphi}_{1k} \cos(\omega_1 k \Delta\tau) + \sqrt{2} \tilde{I}_{1k} \sin \tilde{\varphi}_{1k} \sin(\omega_1 k \Delta\tau) = \\ &= i_{1ak} + i_{1rk}, \end{aligned}$$

gdzie

$$(24) \quad i_{1ak} = \sqrt{2} \tilde{I}_{1k} \cos \tilde{\varphi}_{1k} \cos(\omega_1 k \Delta\tau) = \sqrt{2} \tilde{I}_{1ak} \cos(\omega_1 k \Delta\tau),$$

jest wartością chwilową prądu czynnego, zaś

$$(25) \quad i_{1rk} = \sqrt{2} \tilde{I}_{1k} \sin \tilde{\varphi}_{1k} \sin(\omega_1 k \Delta\tau) = \sqrt{2} \tilde{I}_{1rk} \sin(\omega_1 k \Delta\tau),$$

jest wartością chwilową prądu biernego quasi-harmonicznej podstawowej.

Prąd czynny i_{1a} quasi-harmonicznej podstawowej jest składową w fazie z podstawową quasi-harmoniczną napięcia,

$$(26) \quad i_{1ak} = \tilde{G}_{1k} u_{1k},$$

gdzie

$$(27) \quad \tilde{G}_{1k} = \frac{\tilde{I}_{1ak}}{\tilde{U}_{1k}},$$

jest konduktancją równoważną odbiornika dla częstotliwości

podstawowej w chwili t_k . Należy zwrócić uwagę na to, że relacja (26) nie oznacza, że obie te wielkości mają taki sam przebieg czasowy, gdyż konduktancja odbiornika może się zmieniać ze zmianą chwili obserwacji, t_k .

Prądowi czynnemu i_{1a} towarzyszy moc czynna quasi-harmonicznej podstawowej

$$(28) \quad \tilde{P}_1 = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t u_1(t) i_{1a}(t) dt = \tilde{G}_1 \tilde{U}_1^2,$$

której wartość może być określona w chwili, gdy znane są ostatnie próbki prądu i napięcia w oknie obserwacji

$$(29) \quad \tilde{P}_{1k} = \tilde{G}_{1k} \tilde{U}_{1k}^2.$$

Moc czynna quasi-harmonicznej podstawowej jest większa od mocy czynnej odbiornika o straty mocy powodowane prądem odkształconym w źródle. Wynika to z następującego rozumowania. Napięcie odbiornika ma quasi-harmoniczną podstawową oraz składową odkształconą, mianowicie

$$(30) \quad u = u_1 + u_d.$$

Z uwagi na ortogonalność składowych odkształconych i podstawowych prądu i napięcia zasilania, biegnąca moc czynna może być wyrażona jako

$$(31) \quad \tilde{P} = (u, i) = (u_1 + u_d, i_1 + i_d) = (u_1, i_1) + (u_d, i_d) = \tilde{P}_1 + \tilde{P}_d.$$

gdzie

$$(32) \quad \tilde{P}_d = (u_d, i_d) = \operatorname{Re} \sum_{n=2}^{\infty} \tilde{U}_n \tilde{I}_n^* = - \sum_{n=2}^{\infty} R_{sn} \tilde{I}_n^2 < 0,$$

ponieważ przy braku harmonicznych, jak założono, w napięciu źródłowym $e(t)$, dla $n > 1$, zachodzi

$$(33) \quad \tilde{U}_n = -Z_{sn} \tilde{I}_n,$$

gdzie $Z_{sn} = R_{sn} + jX_{sn}$ jest impedancją źródła zasilania.

Prąd bierny i_{1r} quasi-harmonicznej podstawowej jest składową opóźnioną względem podstawowej quasi-harmonicznej napięcia o $\pi/2$, gdyż prąd ten może być wyrażony jako

$$(34) \quad i_{1rk} = \tilde{B}_{1k} \left. \frac{du_1(t)}{d(\omega_1 t)} \right|_{t=t_k},$$

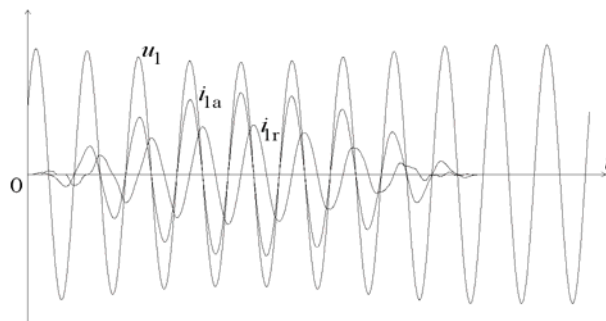
gdzie

$$(35) \quad \tilde{B}_{1k} = - \frac{\tilde{I}_{1rk}}{\tilde{U}_{1k}} \operatorname{sign} \{ \tilde{\varphi}_{1k} \}.$$

Prądowi temu towarzyszy biegnąca moc bierna quasi-harmonicznej podstawowej. Jej wartość w chwili t_k wynosi

$$(36) \quad \tilde{Q}_{1k} = - \tilde{B}_{1k} \tilde{U}_{1k}^2.$$

Przebiegi prądu czynnego, biernego i quasi-harmonicznej podstawowej napięcia zasilania przedstawione są na rys. 10.

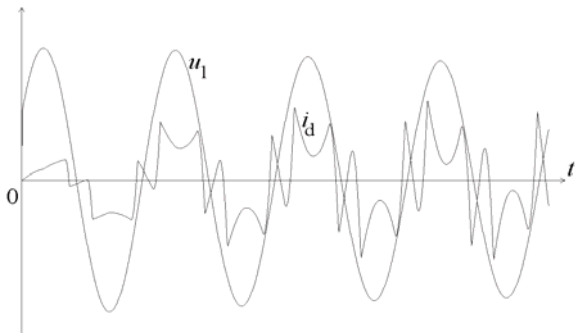


Rys. 10. Przebiegi prądu czynnego i biernego

Odejmując quasi-harmoniczną podstawową od prądu zasilania otrzymuje się prąd odkształcony, mianowicie

$$(37) \quad i_d(t) = i(t) - i_1(t).$$

Jego przebieg w czterech pierwszych okresach napięcia zasilania dla analizowanego odbiornika impulsowego pokazany jest na rysunku 11.



Rys. 11. Przebieg prądu odkształconego

Rozkład prądu zasilania na składową czynną i bierną quasi-harmoniczną podstawową oraz na składową odkształconą tego prądu:

$$(38) \quad i = i_{1a} + i_{1r} + i_d,$$

jest rozkładem ortogonalnym, gdyż biegnące iloczyny skalarne tych prądów

$$(39) \quad (i_{1a}, i_{1r}) = (i_{1a}, i_d) = (i_{1r}, i_d) = 0,$$

są równe zeru. Ich biegnące wartości skuteczne spełniają więc relację

$$(40) \quad \|\tilde{i}\|^2 = \|\tilde{i}_{1a}\|^2 + \|\tilde{i}_{1r}\|^2 + \|\tilde{i}_d\|^2.$$

Zależność ta jest spełniona w każdej chwili kończącej okno obserwacji o czasie trwania T .

Równanie mocy odbiornika impulsowego ma klarowną postać tylko wtedy, gdy napięcie zasilania jest sinusoidalne, to jest wtedy, gdy $u = u_1$. Wówczas

$$(41) \quad \tilde{P} = (u, i) = (u_1, i_{1a} + i_{1r} + i_d) = (u_1, i_{1a}) = \tilde{P}_1.$$

Mnożąc wyrażenie (40) przez kwadrat wartości skutecznej napięcia otrzymuje się równanie mocy

$$(42) \quad \tilde{S}^2 = \tilde{P}_1^2 + \tilde{Q}_1^2 + \tilde{S}_d^2,$$

gdzie wyrażenie

$$(43) \quad \tilde{S}_d = \|\tilde{u}\| \|\tilde{i}_d\|,$$

jest *mocą pozorną quasi-harmoniczną*. Wtedy, gdy napięcie zasilania jest odkształcone, wówczas kwadrat jego biegnącej wartości skutecznej jest równy

$$(44) \quad \|\tilde{u}\|^2 = \|\tilde{u}_1\|^2 + \|\tilde{u}_d\|^2,$$

i w równaniu mocy (42) moc pozorna quasi-harmonicznym zmienia się do wartości

$$(45) \quad \tilde{S}_d = \sqrt{(\|\tilde{u}_d\| \|\tilde{i}_d\|)^2 + (\|\tilde{u}_d\| \|\tilde{i}_1\|)^2 + (\|\tilde{u}_d\| \|\tilde{i}_d\|)^2}.$$

Należy zwrócić uwagę na brak w równaniu mocy (42) mocy czynnej. Można by to uznać za poważny defekt tego równania, gdyż moc czynna jest tradycyjnie uważana za podstawową wielkość energetyczną w obwodach elektrycznych, a więc powinna być obecna w równaniu mocy. Jeśli jednak przyjąć, że to odbiorca energii powinien ponosić koszty dodatkowych

strat mocy w źródle zasilania powodowanych harmonicznymi prądami generowanymi w odbiorniku, to całka mocy czynnej quasi-harmonicznej podstawowej tworzy poprawniejszą podstawę dla rozliczeń energetycznych niż całka mocy czynnej, gdyż jak wynika z relacji (32)

$$(46) \quad \tilde{P}_1 = \tilde{P} + \sum_{n=2}^{\infty} R_{sn} \tilde{I}_n^2,$$

a więc moc czynna quasi-harmonicznej podstawowej jest sumą mocy czynnej odbiornika i strat mocy w źródle zasilającym przez harmoniczne generowane w odbiorniku.

Przedstawione powyżej równania prądu i mocy zostały wyprowadzone w duchu Teorii Składowych Fizycznych Prądów, to jest prąd zasilania odbiornika impulsowego może być rozłożony na składowe mające jednoznaczną interpretację fizyczną oraz są to, w granicach przyjętych założeń, równania ściśle, a więc prawdziwe, niezależnie od poziomu odkształceń prądu odbiornika i impedancji zasilania. Wyniki te pokazują, że teoria ta może więc być uogólniona na obwody z przebiegami pół-okresowymi.

Przewidywane składowe prądu

Aby zredukować wahania mocy i odkształcenie prądu zasilania kompensator winien zredukować odchylenia prądu czynnego od jego przeciętnej wartości w pewnym interwale, prąd bierny oraz prąd odkształcony. Wartości w oknie obserwacji należą już jednak do przeszłości. Prądy te muszą być redukowane zanim próbki prądów i napięć są zmierzone i poddane analizie, a więc z pewnym wyprzedzeniem. Przebiegi te nie są jednak okresowe, a więc ich przyszła wartość nie jest znana. Można, co najwyżej, próbować przewidzieć ich wartość z przebiegu tych prądów w oknie obserwacji przed ostatnim pomiarem w chwili t_k . Niniejszy rozdział przedstawia próbę takiego przewidywania.

Poprawność przedstawionej poniżej metody przewidywania sprawdzono w sposób następujący. Prądy i napięcia modelu odbiornika impulsowego otrzymane z analizy obwodu w kilkunastu okresach zmienności napięcia zasilania a także wszystkie składowe prądu otrzymane z analizy w przesuwającym się oknie obserwacji kończącym się w chwili $t_k = k\Delta\tau$, zostały zgromadzone w pamięci komputera. Te, zgromadzone w pamięci wartości prądów i napięć zostały następnie użyte do symulacji pomiaru i przewidywania wartości prądu czynnego, biernego i odkształcenia w chwili $t_{k+1} = t_k + \Delta\tau$, to jest w chwili przyszłej, odległej o $\Delta\tau$. Porównanie wartości przewidzianych z ich faktycznymi wartościami, zgromadzonymi w pamięci komputera, pozwala ocenić poprawność przewidywań. W układzie rzeczywistym, w którym faktyczne wartości prądów i napięć nie mogą być wstępnie zgromadzone w pamięci, uaktualnienie wartości składowych prądów dokonuje się po pomiarze w chwili t_{k+1} .

Konduktancja równoważna odbiornika, określona wyrażeniem (27), podobnie jak biegnąca moc czynna, jest wolno-zmienną funkcją czasu. Z prostej ekstrapolacji do chwili t_{k+1} wynika

$$(47) \quad \tilde{G}_{1k+1} = \tilde{G}_{1k} + \Delta\tilde{G}_1 = \tilde{G}_{1k} + (\tilde{G}_{1k} - \tilde{G}_{1k-1}) = 2\tilde{G}_{1k} - \tilde{G}_{1k-1},$$

i wartość ta może być użyta do ekstrapolacji składowej czynnej quasi-harmonicznej podstawowej prądu zasilania

$$(48) \quad i_{1a k+1} = \tilde{G}_{1k+1} u_1[(k+1)\Delta\tau] = \tilde{G}_{1k+1} \sqrt{2} \tilde{U}_{1k+1} \cos[\omega_1(k+1)\Delta\tau],$$

gdzie

$$(49) \quad \tilde{U}_{1k+1} = \tilde{U}_{1k} + \Delta\tilde{U}_1 = 2\tilde{U}_{1k} - \tilde{U}_{1k-1}.$$

Podobnie może być ekstrapolowana składowa bierna tej quasi-harmonicznej, mianowicie

$$(50) \quad i_{ir,k+1} = \tilde{B}_{1k+1} \left. \frac{du_1(t)}{d(\omega_1 t)} \right|_{t_{k+1}} = -\sqrt{2} \tilde{B}_{1k+1} \tilde{U}_{1k+1} \sin[\omega_1(k+1)\Delta\tau],$$

gdzie \tilde{B}_{1k+1} jest ekstrapolowaną wartością susceptancji odbiornika

$$(51) \quad \tilde{B}_{1k+1} = \tilde{B}_{1k} + \Delta\tilde{B}_1 = 2\tilde{B}_{1k} - \tilde{B}_{1k-1}.$$

Otrzymane w ten sposób, ekstrapolowane w przyszłość o interwał $\Delta\tau$, przebiegi prądu czynnego i biernego nie dają się wzrokowo odróżnić od rzeczywistych przebiegów tych prądów, przedstawionych na rysunku 10. Pewne różnice widoczne są jedynie między ekstrapolowanym a rzeczywistym przebiegiem prądu odkształconego.

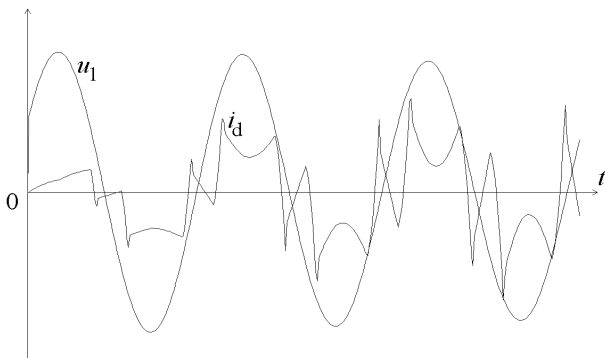
Ekstrapolowana do chwili t_{k+1} wartość prądu odkształconego wynosi

$$(52) \quad i_{dk+1} = i_{k+1} - (i_{lak+1} + i_{ir,k+1}),$$

gdzie i_{k+1} oznacza ekstrapolowaną wartość prądu zasilania, równą

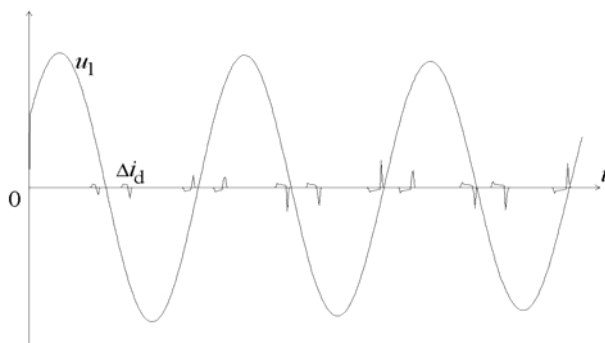
$$(53) \quad i_{k+1} = i_k + \Delta i = i_k + (i_k - i_{k-1}) = 2i_k - i_{k-1}.$$

Jednak w odróżnieniu od konduktancji i susceptancji odbiornika impulsowego, jego prąd zasilania jest szybkozmienną funkcją czasu, szczególnie w chwilach, gdy kończy się proces komutacji prądu tyrystorów pompy energii. Przewidywanie wartości prądu i_{k+1} jest wtedy mniej dokładne. Przebieg przewidywanego prądu odkształconego przy częstotliwości próbkowania 128 próbek w okresie T , przedstawia rysunek 12.



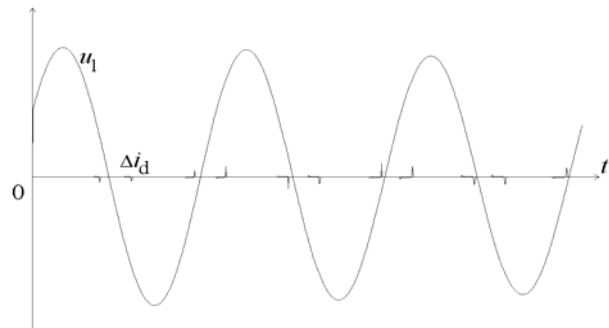
Rys. 12. Przewidywany przebieg prądu odkształconego

Różnica między rzeczywistym przebiegiem prądu odkształconego a przebiegiem przewidywanym, Δi_d , pokazana jest na rysunku 13.



Rys. 13. Przebieg różnicy między przewidywanym a rzeczywistym prądem odkształconym przy 128 próbkach w okresie

Wyższą dokładność przewidywania przebiegu tego prądu można oczywiście uzyskać poprzez podwyższenie częstotliwości próbkowania. Przy częstotliwości 256 próbek w okresie T , błąd przewidywania przebiegu prądu odkształconego ma przebieg pokazany jest na rysunku 14.



Rys. 14. Przebieg różnicy między przewidywanym a rzeczywistym prądem odkształconym przy 256 próbkach w okresie

Tak więc, zwiększanie gęstości próbkowania podnosi dokładność przewidywania przebiegu składowych prądów. Zmniejsza się natomiast dostępny przedział czasu, w którym muszą być przeprowadzone wszystkie obliczenia, niezbędne dla tego rozkładu i dla procesu ekstrapolacji. Częstotliwość próbkowania dostępnych na rynku przetworników analogowo-cyfrowych jest obecnie bardzo wysoka, dlatego częstotliwość próbkowania ograniczona jest raczej liczbą operacji obliczeniowych, które muszą być wykonane pomiędzy kolejnymi próbkami oraz szybkością ich wykonywania. Efektywność algorytmów obliczeniowych ma w związku z tym zasadnicze znaczenie dla praktycznych zastosowań przedstawionej powyżej metody rozkładu prądu na składowe fizyczne i przewidywania ich wartości.

Procedury obliczeniowe

Po pomiarze w chwili t_k kończącej okno obserwacji, zanim pojawi się próbka następną, przedstawiona metoda wymaga obliczenia zespolonej wartości skutecznej prądu i napięcia quasi-harmonicznej podstawowej, obliczenia wartości skutecznej prądu czynnego i biernego, obliczenia konduktancji i susceptancji odbiornika, oraz ekstrapolacji wartości prądu czynnego, biernego i odkształconego do chwili t_{k+1} . Można więc mieć wrażenie, że ilość potrzebnych obliczeń uniemożliwia próbkowanie przebiegów z częstotliwością niezbędną do uzyskania dokładności wystarczającej dla sterowania kompensatora. Aby ocenić, czy jest tak istotnie, trzeba ocenić liczbę operacji obliczeniowych. Liczba ta zależy w znacznym stopniu od zastosowanych procedur.

Jeśli typ procesora, a więc szybkość wykonywania operacji, jest określony, to o czasie niezbędnym dla wykonania powyższych operacji obliczeniowych decyduje głównie liczba niezbędnych dla tego celu mnożeń.

Wtedy, gdy wartości $\sqrt{2} \sin(\omega_1 k \Delta\tau)$ oraz $\sqrt{2} \cos(\omega_1 k \Delta\tau)$ nie są obliczane, lecz znajdują się w pamięci komputera, potrzeba tylko 6 mnożeń, aby przewidzieć wartości składowych prądu czynnego, biernego i odkształconego na podstawie relacji (48) oraz (50). Dwa dodatkowe mnożenia są potrzebne do obliczenia ze wzorów (27) oraz (35) konduktancji i susceptancji odbiornika w chwili t_k . Dwa mnożenia są też jeszcze potrzebne do obliczenia wartości skutecznych prądu czynnego i biernego, pod warunkiem jednak, że wartości $\cos(\varphi)$ i $\sin(\varphi)$ nie są obliczane, lecz mogą być znalezione w pamięci komputera. Daje to łącznie 10 mnożeń. Nie jest to

dużo, lecz przedtem, ze wzoru (17), musi być obliczona zespolona wartość skuteczna quasi-harmonicznej podstawowej prądu a także zespolona wartość skuteczna quasi-harmonicznej podstawowej napięcia.

Jeśli próbki są wstępnie przeskalowane przez czynnik $\sqrt{2}/N$ w konwerterze A/D, to obliczenie tych wartości ze wzoru DFT (17) wymaga N mnożeń liczb rzeczywistych przez liczby zespolone, czyli $2N$ mnożeń liczb rzeczywistych. Jest to bardzo duża liczba, nawet jeśli zostanie ona zredukowana algorytmem szybkiego przekształcenia Fouriera, FFT. Obliczanie zespolonej wartości skutecznej quasi-harmonicznej podstawowej jako wartości biegnącej, czyli aktualizowanej w chwili t_k , umożliwi jednak inny sposób radykalnego zmniejszenia liczby mnożeń.

Dyskretne przekształcenie Fouriera zastosowane do obliczania zespolonej wartości skutecznej quasi-harmonicznej podstawowej wielkości pół-okresowej $x(t)$ może być przedstawione w postaci

$$\begin{aligned} (54) \quad \tilde{X}_{1k} &= \tilde{X}_{1k} e^{-j\tilde{\theta}_k} = \frac{\sqrt{2}}{N} \sum_{n=k-N+1}^{n=k} x_n e^{-j\frac{2\pi}{N}n} = \\ &= \frac{\sqrt{2}}{N} \sum_{n=k-N}^{n=k-1} x_n e^{-j\frac{2\pi}{N}n} + (x_k - x_{k-N}) \frac{\sqrt{2}}{N} e^{-j\frac{2\pi}{N}k} = \\ &= \tilde{X}_{1k-1} + (x_k - x_{k-N}) \frac{\sqrt{2}}{N} e^{-j\frac{2\pi}{N}k}. \end{aligned}$$

Przyjmijmy, że wartości

$$(55) \quad \frac{\sqrt{2}}{N} e^{-j\frac{2\pi}{N}n},$$

są zgromadzone w pamięci komputera. Aktualizacja zespolonej wartości skutecznej quasi-harmonicznej podstawowej wymaga w takim przypadku tylko dwóch mnożeń liczb rzeczywistych. Potrzebne są więc tylko cztery mnożenia do obliczenia wartości \tilde{U}_{1k} i \tilde{I}_{1k} , a zatem tylko czternaście mnożeń musi się zmieścić pomiędzy dwiema kolejnymi próbkami prądu i napięcia aby można było przewidzieć wartości składowych fizycznych prądu zasilania odbiornika impulsowego.

Wnioski

Odbiorniki impulsowe mają bardzo duży potencjał zakłócający, który może być redukowany kompensatorem wahań mocy odbiornika i odkształceń prądu zasilającego. Wydaje się, że te dwa odmienne cele winny być realizowane przez dwa odrębne kompensatory, pracujące w strukturze hybrydowej. Sterowanie takim kompensatorem hybrydowym wymaga generowania sygnałów kontrolnych.

Przebiegi prądów i napięć zasilających takich odbiorników nie są przebiegami okresowymi, nie są zatem opisywane wielkościami energetycznymi zdefiniowanymi dla takich właśnie przebiegów. Nie można w związku z tym użyć znanych metod opisu właściwości energetycznych dla generowania sygnałów kontrolnych kompensatora.

Aby opisać te właściwości i przewidzieć przebiegi prądu czynnego, biernego i odkształconego odbiornika impulsowego, uogólniono w tym artykule Teorię Składowych Fizycznych Prądów, opracowaną pierwotnie dla układów z przebiegami okresowymi, na układy z przebiegami pół-okresowymi.

Wprowadzając pojęcie biegnącego iloczynu skalarnego, biegnącej wartości skutecznej i biegnących mocy quasi-harmonicznych, zaproponowano metodę rozkładu prądów pół-okresowych na składowe fizyczne i równanie mocy odbiorników impulsowych.

W oparciu o ten rozkład, zaproponowano metodę przewidywania przyszłych wartości składowych fizycznych prądu zasilania odbiornika impulsowego. Możliwość poprawnego przewidywania potwierdzono porównując wartości przewidywane z rzeczywistymi wartościami tych prądów otrzymanymi z analizy odbiornika impulsowego.

W ten sposób, wyniki przedstawione w niniejszym artykule tworzą wiarygodną podstawę dla generowania sygnałów kontrolnych kompensatora hybrydowego. Wyniki te uogólniają także Teorię Składowych Fizycznych Prądów na układy z przebiegami pół-okresowymi.

Literatura

- [1]. A n o n y m o u s, High speed pulse welding, *Process Equipment Company*, Internet Page: http://www.processeq.com/Files/ProHsp_Brochure.pdf.
- [2]. M c N a b I.R., Pulsed power for electric guns, *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 33. No.1, Jan. (1997), pp. 453-460.
- [3]. D i c k W.J., G o l d m a n E.B., Johnson. R.F., Analysis of components in advanced capacitive pulse forming networks for electric guns, *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 31. No.1, Jan. (1995), pp. 32-37.
- [4]. A n o n y m o u s, Pulsing Loads, *Application Note-AN3, TEAL*, Internet Page: <http://www.teal.com./pdfs/AppsNote03.pdf>.
- [5]. Spahn E., Buderer G., Forming network, based on semiconductor switches, for electric gun applications, *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 35. No.1, Jan. (1999), pp. 378-382.
- [6]. A k a g i H., N a b a e A., The p-q theory in three-phase systems under nonsinusoidal conditions, *European Trans. on Electrical Power, ETEP*, Vol. 3, No. 1, (1993), 27-31.
- [7]. C z a r n e c k i L.S., Circuits with semi-periodic currents: main features and power properties," *European Trans. on Electrical Power, ETEP* Vol. 12, No. 1, Jan./Feb. (2002), pp. 41-46.
- [8]. C z a r n e c k i L.S., Power theory of electrical circuits with quasi-periodic waveforms of voltages and currents, *European Trans. on Electrical Power, ETEP* Vol. 6, No. 5, Sept./Oct. (1996), pp. 321-328.
- [9]. C z a r n e c k i L.S., Comparison of the Instantaneous Reactive Power, p-q, Theory with Theory of Current's Physical Components, *Archiv für Elektrotechnik*, Vol. 85, No. 1, Feb. (2003), pp. 21-28.
- [10]. C z a r n e c k i L.S., Powers in three-phase circuits and their misinterpretations, *Przeгляд Elektrotechniczny*, Vol. (2003), No. 10, pp. 658-663.
- [11]. C z a r n e c k i L.S., On Some Misinterpretations of the Instantaneous Reactive Power p-q Theory, accepted in the *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2004.
- [12]. C z a r n e c k i L.S., Orthogonal decomposition of the current in a three-phase non-linear asymmetrical circuit with nonsinusoidal voltage, *IEEE Trans. Instr. Measur.*, Vol. IM-37, No. 1, (1988), pp. 30-34.
- [13]. C z a r n e c k i L.S., Harmonics and power phenomena, *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*, John Wiley & Sons, Inc., Supplement 1, (2000), pp. 195-218.

Autor: Prof. dr. hab. inż. Leszek S. Czarnecki, Fellow IEEE, Electrical and Computer Engineering Department, Louisiana State University, USA, Baton Rouge, LA 70808, e_mail: lsczar@cox.net, Internet Page: <http://www.geocities.com/lsczar>