

Mariusz GAMRACKI<sup>1</sup>

## PROPAGACJA PIORUNOWEGO ZABURZENIA ELEKTROMAGNETYCZNEGO NAD ZIEMIĄ

W pracy przedstawiono wyniki analizy propagacji piorunowego pola elektromagnetycznego nad ziemią. W obliczeniach zastosowano model fali cylindrycznej rozchodzącej się wokół kanału wyładowania. Opisano matematyczne podstawy modelowania zjawiska propagacji piorunowego pola elektromagnetycznego nad ziemią. Przedstawiono podstawowe funkcje służące do wyznaczania składowych pola w dziedzinie częstotliwości dla ziemi traktowanej, jako idealnie przewodząca (odbijająca pole). Do wyznaczenia składowej natężenia pola elektrycznego nad ziemią stratną zastosowano poprawki Rubinstein oraz Cooray-Rubinstein. Dokonano porównania uzyskanych wyników natężenia pola elektrycznego dla wybranych parametrów stratnej ziemi i różnych odległości od kanału wyładowania. Wyniki uzyskane dla przypadku, kiedy ziemia została potraktowana, jako idealnie odbijająca promieniowane porównane zostały do tych z uwzględnieniem poprawek. Obliczeń dokonano dla wybranych parametrów geometrycznych i środowiskowych i dla kilku odległości od kanału wyładowania atmosferycznego. Wyniki analizy zilustrowano na wykresach w postaci charakterystyk czasowych obliczonych sygnałów wyznaczonych za pomocą odwrotnego przekształcenia Fouriera IFFT. W pracy nawiązano także do problemów pojawiających się podczas stosowania pary przekształceń FFT-IFFT dlatego też do obliczeń zastosowano zmodyfikowany kształt wejściowego impulsu poddawanego przekształceniu FFT.

**Słowa kluczowe:** wyładowanie atmosferyczne, prąd piorunowy, pole elektryczne, ziemia stratna, poprawka Rubinstein'a, przekształcenia FFT-IFFT.

### 1. Wprowadzenie

Wyładowanie atmosferyczne jest trudnym obiektem badań ze względu na jego niepowtarzalny charakter oraz przypadkowość wystąpienia. Prowadzenie pomiarów w warunkach rzeczywistych jest trudne a czasem wręcz niemożliwe do przeprowadzenia ze względu na bardzo duże wartości prądów i napięć piorunowych stwarzających zagrożenie dla ludzi i sprzętu pomiarowego.

Wykonywane od wielu lat eksperymenty, w szczególności pomiary pola elektrycznego i magnetycznego a także prądu w kanale piorunowym, prowadzą

<sup>1</sup> Mariusz Gamracki, Politechnika Rzeszowska, ul. W. Pola 2, 17-865-1298, mgamrac@prz.edu.pl

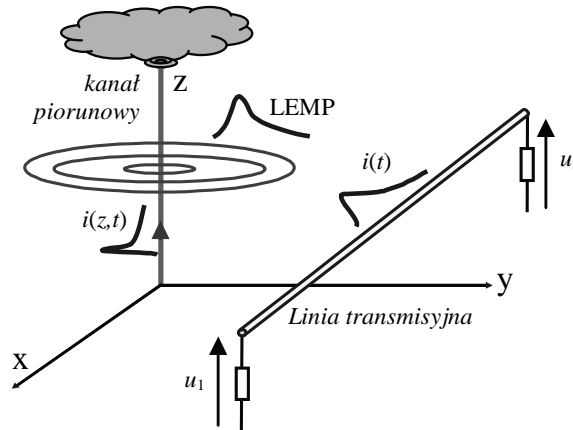
do powstawania coraz nowszych i ciągle udoskonalanych modeli. Rzeczywisty kształt prądu piorunowego jest na tyle skomplikowany i niepowtarzalny, że nie ma możliwości zastosowania go przy analizach numerycznych. Z tego względu na podstawie wykonanych pomiarów opracowano uśrednione modele matematyczne prądu u podstawy kanału wyładowania atmosferycznego, które są jedynie częściowym odzwierciedleniem jego skomplikowanego kształtu [1 - 3].

Pierwsze opracowania naukowe dotyczące wyznaczania wartości składowych piorunowych pól elektromagnetycznych przyjmowały ziemię, jako medium idealnie przewodzące, a więc całkowicie odbijające padające na nią pole elektromagnetyczne. Takie założenie jest jednak dość znacznym uproszczeniem, ponieważ w większości wypadków elektryczne i magnetyczne parametry ziemi znacznie odbiegają od idealnego przewodnika. Prowadzone prace symulacyjne w korelacji z danymi pomiarowymi doprowadziły do powstania pewnych poprawek korygujących składowe pól nad ziemią bezstratną poprzez wprowadzenie do obliczeń rzeczywistych parametrów elektrycznych i magnetycznych ziemi [4, 5].

## **2. Powstawanie i propagacja piorunowego zaburzenia elektromagnetycznego**

Powstające wokół kanału wyładowania cylindryczne pole elektromagnetyczne jest skutkiem przepływu prądu w kanale wyładowania. Docierająca do badanego układu fala elektromagnetyczna jest w pewnym względnie odzwierciedleniem kształtu i parametrów prądu piorunowego, jednakże parametry propagującej fali zmieniają się znacznie wraz z odległością od kanału wyładowania ulegając stopniowemu osłabianiu i zmianie kształtu fali [1, 6]. Zmniejszanie się wartości natężenia pola wraz z odległością jest czymś oczywistym natomiast okazuje się, że znacznie zmienia się także kształt rozchodzącej się w przestrzeni fali. Wykonywane pomiary i symulacje pokazały, że wraz z odległością krzywa przebiegu czasowego reprezentująca pole elektryczne znacznie szybciej dąży do zera, a w odległości kilkudziesięciu kilometrów od miejsca wyładowania przechodzi na wartości ujemne [6]. Geometrię układu przestrzennego, w którym analizowane jest zjawisko przedstawiono na rysunku 1, na którym umieszczono także linię transmisyjną narażoną na działanie zewnętrznego pola elektromagnetycznego.

Powstawanie piorunowych zaburzeń elektromagnetycznych indukowanych w układach elektrycznych można podzielić na trzy etapy. Pierwszy dotyczy przepływu prądu piorunowego w kanale wyładowania, drugi związany jest z rozprzestrzenianiem się fali elektromagnetycznej wokół kanału wyładowania natomiast trzeci to powstawanie przepięć w liniach transmisyjnych oraz układach elektrycznych i elektronicznych narażonych na działanie pola.



Rys. 1. Układ przestrzenny przedstawiający trzy etapy powstawania piorunowych zaburzeń elektromagnetycznych w liniach transmisyjnych

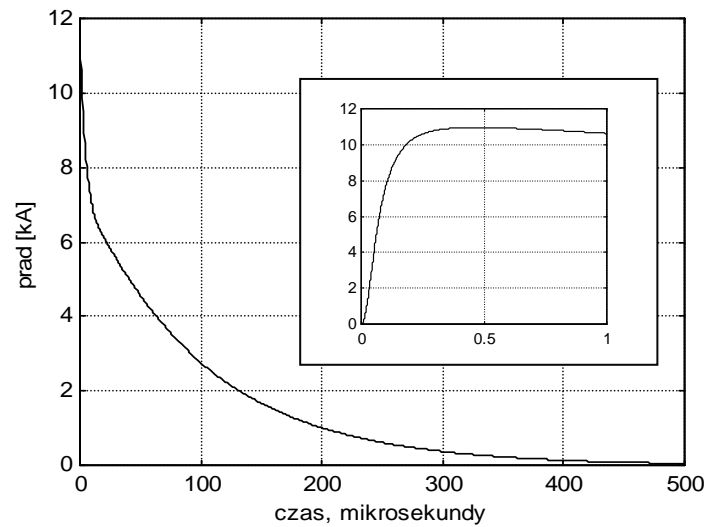
Fig. 1. The spatial arrangement showing the three stages of the formation of lightning electromagnetic disturbances in transmission lines

### 3. Kształt i parametry prądu piorunowego

Na przełomie ostatnich wielu lat opracowywano modele matematyczne prądu u podstawy kanału wyładowania. Większość z nich bazowała na wynikach pomiarów i eksperymentów. Wyładowanie atmosferyczne jest zjawiskiem niepowtarzalnym, dlatego też nie można jednoznacznie określić i ustalić jedyne-go modelu prądu piorunowego. Odmienny charakter mają wyładowania dodatnie i ujemne a także wyładowania doziemne i pomiędzy chmurami. Przy analizie tego typu zjawisk z zastosowaniem komputerów dodatkowo pożądana jest prosta postać funkcji opisującej prąd. Pomimo ciągłego wprowadzania zmian kształtu fali prądowej w normach, przy analizie komputerowej stosuje się często prze-bieg opisany przez C.A. Nucci [3]. Jest to tzw. kolejne wyładowanie główne 0,25/100 μs charakteryzujące się niedużą wartością maksymalną prądu nato-miast szybkim czasem narastania rzędu ułamków mikrosekund. Przebieg czaso-wy takiej fali prądowej pokazano na rysunku 2 natomiast funkcja matematyczna dana jest zależnością (1)

$$i(0,t) = \frac{I_{01}}{\eta} \cdot \frac{(t/\tau_1)^2}{(t/\tau_1)^2 + 1} \cdot \exp(-t/\tau_2) + I_{02} \exp((-t/\tau_3 - \exp(-t/\tau_4))) \quad (1)$$

gdzie:  $I_{01} = 9,9 \text{ kA}$ ,  $\eta = 0,845$ ,  $\tau_1 = 0,072 \text{ μs}$ ,  $\tau_2 = 5 \text{ μs}$ ,  $I_{02} = 7,5 \text{ kA}$ ,  
 $\tau_3 = 100 \text{ μs}$ ,  $\tau_4 = 6 \text{ μs}$ .



Rys. 2. Przebieg prądu piorunowego u podstawy kanału wyładowania danego wzorem (1)

Fig. 2. The waveform of the lightning current at the base of lightning channel given by formula (1)

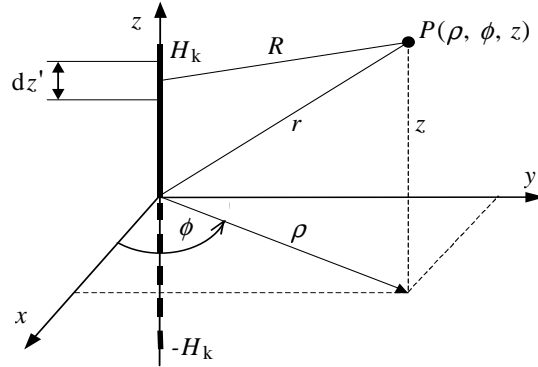
Powyższa funkcja prądu (1) opracowana została na podstawie wyników uzyskanych z pomiarów i eksperymentów już dość dawno, jednak w dalszym ciągu stosowana jest do obliczeń i bardzo dużo prac symulacyjnych bazuje na takim kształcie prądu u podstawy kanału wyładowania.

#### 4. Pole cylindryczne wokół kanału wyładowania

W sytuacji, gdy wyładowanie atmosferyczne wystąpiło w odległości kilkudziesięciu kilometrów od miejsca gdzie wyznaczane są składowe pola, do analizy można zastosować padającą falę płaską [1, 2] uzyskując zadowalające wyniki. Jest to jednak pewne założenie upraszczające, dlatego nie powinno się go stosować dla wyładowań pobliskich, które są z punktu widzenia wystąpienia potencjalnych zagrożeń najbardziej ciekawymi i ważnymi obiektami do analizy. Zastosowanie podstawowych funkcji opisujących cylindryczne pole piorunowe daje duże możliwości przy dalszej analizie zjawiska, gdyż obliczać można pole w dowolnej odległości od kanału wyładowania. Bez względu na odległość od kanału wyładowania atmosferycznego funkcje pozostają niezmiennie.

W metodzie tej kanał wyładowania atmosferycznego dzielony jest na elementarne dipole, które są źródłem pola elektromagnetycznego. Pole w odległym punkcie jest sumą pól pochodzących od wszystkich dipoli a dodatkowo obliczenia wykonywane są osobno dla każdej częstotliwości wchodzącej w skład widma fali prądowej.

Przy założeniu, że ziemia jest idealnym przewodnikiem, czyli ma nieskończenie dużą konduktywność, w analizie pola można zastosować metodę odbić zwierciadlanych [1, 2]. Wtedy to układ kanał wyładowania-ziemia zastępuje się układem pokazanym na rysunku 3.



Rys. 3. Kanał wyładowania atmosferycznego usytuowany w układzie współrzędnych cylindrycznych i jego odbicie zwierciadlane w ziemi

Fig. 3. Lightning channel located in the cylindrical coordinate system and its reflection mirror in the ground

Punkt o współrzędnych  $(x, y, z) = (0, 0, H_k)$  określa wysokość prostopadłego do ziemi kanału wyładowania powrotnego, a punkt o współrzędnych  $(x, y, z) = (0, 0, -H_k)$  jego odbicia zwierciadlanego w ziemi. Jest to układ współrzędnych cylindrycznych, co przy dalszej analizie przekłada się na operowanie tylko dwoma współrzędnymi: poziomą (promieniową) i pionową. Prąd piorunowy u podstawy kanału wyładowania opisany jest zależnością (1). Wzdłuż kanału wyładowania przemieszcza się on do góry, jako tłumiona fala wędrowną MTLE opisana zależnością [1, 2]

$$i(z, t) = i\left(0, t - \frac{z}{v}\right) \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \quad (2)$$

gdzie  $\lambda$  jest współczynnikiem korekcyjnym,  $z$  współrzędną pionową wzdłuż osi kanału wyładowania natomiast  $v$  jest prędkością fali prądowej w kanale. Jednocześnie w dół przemieszcza się odbicie zwierciadlane prądu (1, 2). Przyjęty model prądu ma wobec tego charakterystykę częstotliwościową daną zależnością:

$$I(z, j\omega) = I(j\omega) \exp\left[-\left(\frac{1}{\lambda} + j\frac{\omega}{v}\right)|z|\right] \quad (3)$$

Najprościej zagadnienie rozkładu pola można przedstawić w cylindrycznym układzie współrzędnych jak na rysunku 3, z umieszczonym w nim punktem obserwacji P o współrzędnych  $(\rho, \phi, z)$ . Przy założonej wysokości kanału wyładowania  $H_k$  składowe natężenia pola elektrycznego, pionową i poziomą, w dziedzinie częstotliwości wyznaczamy z zależności podanych poniżej [1, 2]:

$$E_{\infty z}(\rho, z, j\omega) = \frac{Z_0}{4\pi} I(j\omega) \cdot \int_{-H_k}^{H_k} \exp\left[-\left(\frac{1}{\lambda} + j\frac{\omega}{v}\right)z'\right] \left[ \frac{2(z-z')^2 - \rho^2}{R^4} \left(1 + \frac{1}{\gamma_0(j\omega)R}\right) - \gamma_0(j\omega) \frac{\rho^2}{R^3} \right] dz' \quad (4)$$

$$E_{\infty \rho}(\rho, z, j\omega) = \frac{Z_0}{4\pi} I(j\omega) \cdot \int_{-H_k}^{H_k} \exp\left[-\left(\frac{1}{\lambda} + j\frac{\omega}{v}\right)z'\right] \left[ \frac{3\rho(z-z')}{R^4} \left(\frac{1}{\gamma_0(j\omega)R} + 1 + \frac{\gamma_0(j\omega)R}{3}\right) \right] dz' \quad (5)$$

przy czym  $R$  jest odległością od punktu źródłowego o współrzędnej  $(0, z')$  do punktu badanego o współrzędnych  $(\rho, z)$ ,  $Z_0$  jest impedancją falową próżni. Współczynnik propagacji fali elektromagnetycznej w próżni  $\gamma_0$  dany jest zależnością:

$$\gamma_0(j\omega) = j\frac{\omega}{c} = j\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \quad (6)$$

Opisane powyżej funkcje do wyznaczania składowych pola elektrycznego odnoszą się do przypadku, gdy powierzchnię ziemi traktujemy, jako idealnie przewodzącą (odbijającą). Wyniki uzyskane przy tym założeniu w wielu wypadkach są wystarczające do oszacowania powstających w pobliżu wyładowania natężeń pól elektromagnetycznych i indukujących się pod wpływem ich działania przepięć w pobliskich liniach transmisyjnych jednakże przyjęcie dodatkowych poprawek wynikających ze skończonych parametrów elektromagnetycznych ziemi daje dokładniejsze wyniki.

## 5. Dobór parametrów numerycznych przekształcenia FFT

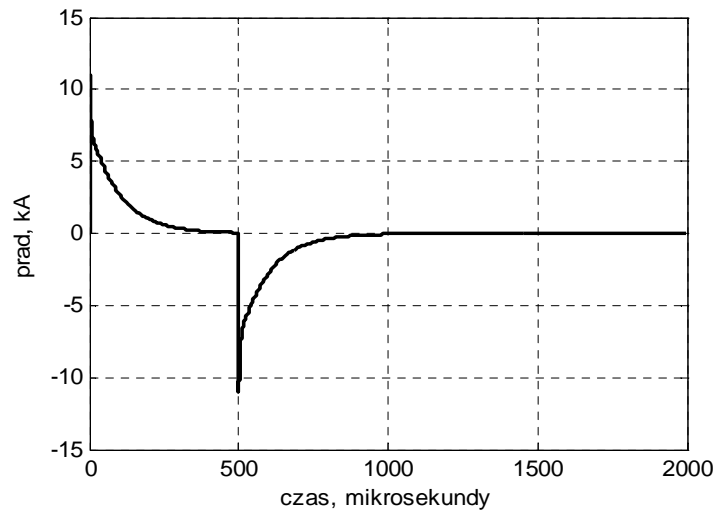
Osobnym zagadnieniem mającym znaczny wpływ na uzyskiwane wyniki jest właściwy dobór parametrów numerycznych analizy. Podczas stosowania pary przekształceń FFT-IFFT duże znaczenie ma ustalenie czasu obserwacji i liczby próbek do obliczeń. W pracach [2, 7] wykazano, że zastosowanie zmody-

fikowanego kształtu impulsu  $i'(t)$  (7) poddawanego przekształceniu FFT, w którym  $i(t)$  jest funkcją fali prądowej, pozwala uzyskać wyniki mało zależne od parametrów numerycznych analizy.

$$i'(t) = i(t)[\varepsilon(t) - \varepsilon(t - t_0)] - i(t - t_0)[\varepsilon(t - t_0) - \varepsilon(t - 2t_0)] \quad (7)$$

gdzie  $\varepsilon(t)$  jest funkcją skoku jednostkowego a  $t_0$  czasem obserwacji (ucięcia sygnału).

Dodatkowo okno czasowe zostało rozszerzone o część zerową równą całkowitej długości impulsu (7). Użycie części zerowej następującej bezpośrednio po funkcji (7), wpływa znacząco na poprawę uzyskanych wyników, które są wtedy mało zależne od przyjętych parametrów numerycznych przekształcenia FFT-IFFT. W konsekwencji całkowity czas trwania impulsu wynosi  $t_{\text{imp}} = 4 \cdot t_0$ . Na rysunku 4 pokazano przebieg impulsu wejściowego poddanego przekształceniu FFT przy czasie trwania prądu piorunowego  $t_0 = 500 \mu\text{s}$ .



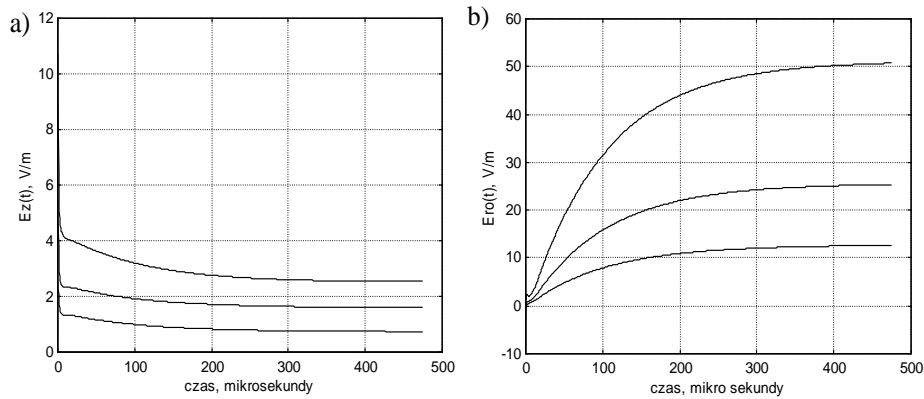
Rys. 4. Przebieg całego impulsu wejściowego poddawanego przekształceniu FFT

Fig. 4. The course of the whole input pulse undergoing transformation FFT

## 6. Pole elektryczne nad ziemią idealnie przewodzącą

W dalszej części pracy przedstawiono wyznaczone składowe natężenia pola elektrycznego nad powierzchnią ziemi idealnie przewodzącej. Ze względu na dużą możliwą liczbę zmienianych parametrów analizy obliczenia wykonane zostały tylko dla kilku wybranych wariantów. Jednym z najważniejszych czynników wpływających na wartość pola jest odległość pomiędzy kanałem wyła-

dowania a miejscem, gdzie wyznaczane jest pole [8, 9]. Na rysunku 5 przedstawiono składowe pionową i poziomą natężenia pola elektrycznego wyznaczoną przy trzech różnych odległościach.



Rys. 5. Składowe pionowa (a) i pozioma (b) natężenia pola elektrycznego na wysokości  $z = 10$  m nad ziemią przy trzech odległościach od kanału wyładowania, krzywe odpowiednio od góry dla:  $\rho = 50$  m,  $\rho = 100$  m,  $\rho = 200$  m

Fig. 5. The vertical (a) and horizontal (b) components of the electric field intensity at the height of  $z = 10$  m above the ground at three distances from the discharge channel, curves from top for:  $\rho = 50$  m,  $\rho = 100$  m,  $\rho = 200$  m

Obliczenia wykonane zostały dla następujących danych: wysokość nad powierzchnią ziemi punktu, w którym wyznaczane było pole  $z = 10$  m, wysokość kanału piorunowego  $H_k = 2000$  m, współczynnik korekcyjny  $\lambda = 2000$ , prędkość fali prądowej  $v = c/3$ . Kanał piorunowy podzielony został na odcinki o długości  $dz' = 10$  m. Parametry numeryczne analizy to: czas obserwacji  $t_0 = 500$   $\mu$ s, liczba próbek  $n = 2^{12}$ .

Wraz ze wzrostem odległości pomiędzy kanałem wyładowania a miejscem wyznaczania pola, jego wartości wyraźnie zmniejszają się. Analiza wykonana dla dużo większych odległości pokazała ponadto, że dodatkowo następuje zmiana polaryzacji pola dla składowej pionowej na ujemną. Następuje to przy odległości ok. 3000 m. Jednocześnie wraz ze zwiększaniem odległości od kanału wyładowania następuje zmiana proporcji pomiędzy wartościami bezwzględnymi składowych pola. Przy małych odległościach składowa pozioma jest większa od składowej pionowej natomiast dla większych odległości, gdy  $\rho > 2000$  m jest odwrotnie i powiększa się jeszcze przy jej zwiększaniu. Przedstawiona analiza wykonana została przy podziale kanału wyładowania na odcinki o długości  $dz' = 10$  m. Małe różnice w wynikach zaobserwowano dopiero, gdy długość odcinka przekroczyła 30 m. Przyjęta długość odcinka  $dz'$  ma natomiast bezpośredni wpływ na czas obliczeń.



## 7. Propagacja pola elektromagnetycznego nad ziemią stratną

Wzór (4) dla składowej pionowej natężenia pola elektrycznego może być z powodzeniem wykorzystywany również w wypadku stratnej ziemi w odległości do kilku kilometrów od kanału wyładowania [4, 5]. Przy wyznaczaniu przepięć w napowietrznych liniach transmisyjnych duże znaczenie ma składowa pozioma natężenia pola elektrycznego, styczna do linii. Opracowana przez Rubinstein'a poprawka pozwala wyznaczyć składową poziomą natężenia pola elektrycznego z uwzględnieniem konduktywności i przenikalności elektrycznej ziemi [4]. Poniższy wzór (8) uwzględnia składową pionową natężenia pola elektrycznego dla ziemi idealnie przewodzącej obliczoną na poziomie ziemi, czyli dla  $z = 0$ .

$$E_p(\rho, z, j\omega) = E_{\infty p}(\rho, z, j\omega) + \frac{E_{\infty z}(\rho, 0, j\omega)}{\sqrt{\epsilon_r + \frac{\sigma_g}{j\omega\epsilon_0}}} \quad (8)$$

gdzie:  $\epsilon_r$  – względna przenikalność elektryczna ziemi,  
 $\sigma_g$  – konduktywność ziemi.

Pomimo, że powyższa formuła zaproponowana została w 1988 roku nadal jest wykorzystywana do wyznaczania składowej pola nad ziemią stratną. Późniejsze badania, a w szczególności porównania obliczeń z pomiarami prowadzonymi w warunkach rzeczywistych, pozwoliły na uściślenie założeń, w wyniku czego powstała kolejna formuła nazwana formułą Cooray-Rubinstein, opisana zależnością (9) [5]. W formule tej przyczynę uwzględniający parametry ziemi jest przemnożony przez składową poziomą natężenia pola magnetycznego dla ziemi idealnie przewodzącej daną zależnością (10), obliczoną na poziomie ziemi, czyli dla  $z = 0$ .

$$E_p(\rho, z, j\omega) = E_{\infty p}(\rho, z, j\omega) - \frac{H_{\infty p}(\rho, 0, j\omega) \cdot c \cdot \mu_0}{\sqrt{\epsilon_r + \frac{\sigma_g}{j\omega\epsilon_0}}} \quad (9)$$

gdzie:  $H_{\infty p}$  – składowa pozioma natężenia pola magnetycznego (10),  
 $\mu_0$  – przenikalność magnetyczna próżni.

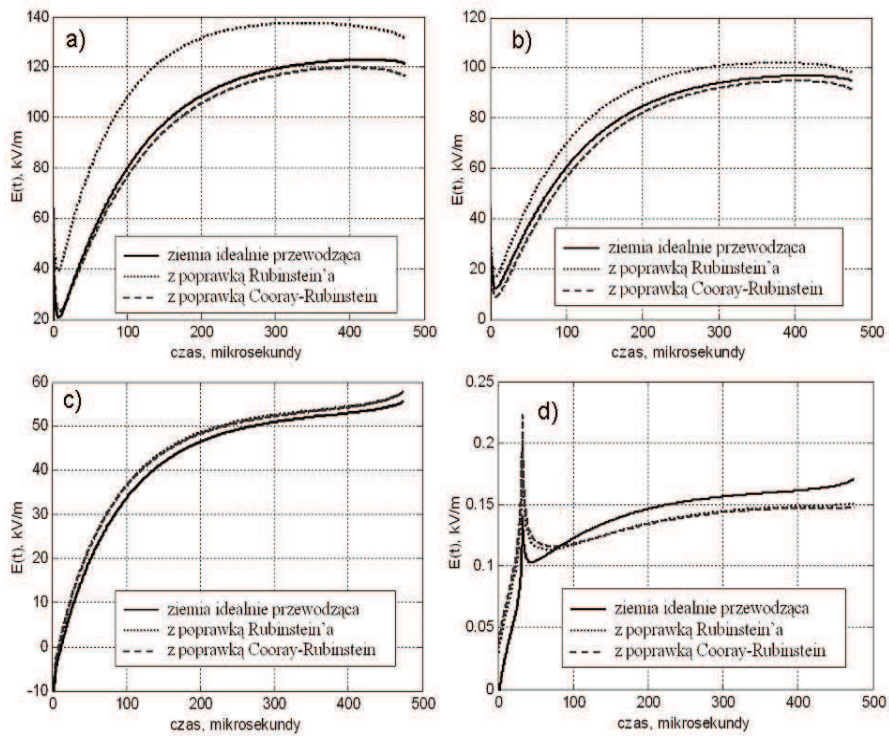
$$H_{\infty p}(\rho, z, j\omega) = \frac{1}{4\pi} I(j\omega) \cdot \int_{-H_k}^{H_k} \exp\left[-\left(\frac{1}{\lambda} + j\frac{\omega}{v}\right)z'\right] \cdot \left[\frac{\rho}{R^3} + \gamma_0(j\omega)\frac{\rho}{R^2}\right] dz' \quad (10)$$

## 8. Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego nad ziemią stratną

W tej części artykułu przedstawiono wyznaczoną składową poziomą natężenia pola elektrycznego nad powierzchnią stratnej ziemi. Wyniki porównano z otrzymanymi dla ziemi idealnie przewodzącej. Ze względu na dużą możliwą liczbę zmienianych parametrów analizy obliczenia wykonane zostały tylko dla kilku wybranych odległości od kanału wyładowania. Do obliczeń przyjęto względną przenikalność elektryczną ziemi  $\varepsilon_g = 5$  natomiast konduktywność ziemi  $\sigma_g = 0,001 \text{ S/m}$ . Pozostałe dane do obliczeń to: wysokość nad powierzchnią ziemi punktu, w którym wyznaczane było pole  $z = 10 \text{ m}$ , wysokość kanału piorunowego  $H_k = 2000 \text{ m}$ , współczynnik korekcyjny  $\lambda = 2000$ , prędkość fali prądowej  $v = c/3$ . Kanał piorunowy podzielony został na odcinki o długości  $dz' = 10 \text{ m}$ . Parametry numeryczne analizy to: czas obserwacji  $t_0 = 500 \mu\text{s}$ , liczba próbek  $n = 2^{14}$ . Na rysunku 6 przedstawiono składową poziomą natężenia pola elektrycznego dla kilku wybranych odległości od kanału wyładowania. Przy bardzo małych odległościach (do 40 m) widać bardzo duże różnice w otrzymanych wynikach. Pole z uwzględnieniem poprawki danej wzorem (9) przybiera wtedy tylko nieznacznie mniejsze wartości względem przypadku, gdy ziemia jest potraktowana, jako idealnie przewodząca, natomiast krzywa natężenia pola z uwzględnieniem poprawki (8) znacznie się różni od pozostałych dwóch przebiegów, przybierając dużo większe wartości.

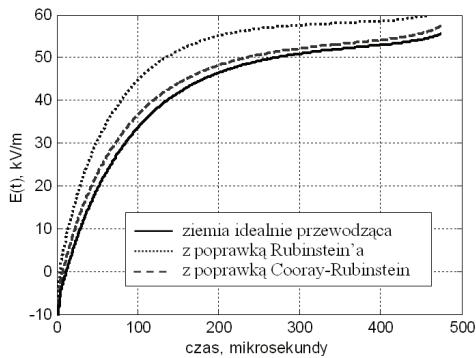
Dla większych odległości od kanału wyładowania wyniki uzyskane z zastosowaniem obu poprawek są bardzo podobne i te dwie krzywe w dużym stopniu pokrywają się. Zauważono także, że przy odległości 40 m obie krzywe wyznaczone z zastosowaniem poprawek dość znacznie pokrywają się z przebiegiem dla ziemi idealnie przewodzącej. Przy dużo większych odległościach kształt składowej pola zmienia się w stosunku do obserwowanego przy małych odległościach, i jest podobny bardziej do fali prądowej płynącej w kanale wyładowania gdzie występuje charakterystyczny „pik” (szpilka) jak na rysunku 6d.

Kolejnym czynnikiem mającym duży wpływ na wyniki jest konduktywność i przenikalność elektryczna ziemi a największy ich wpływ ujawnia się przy małych odległościach od kanału wyładowania. Na rysunku 7 pokazano wpływ bardzo małej konduktywności ziemi na uzyskane wyniki. Obliczenia zostały wykonane dla odległości 50 m od kanału wyładowania, ponieważ przy tej odległości zauważono, że różnice pomiędzy wynikami z uwzględnieniem obu poprawek są najmniejsze, co widać na rysunku 6c. Dla wszystkich innych odległości, zarówno większych jak i mniejszych, różnice pomiędzy krzywymi z zastosowanymi poprawkami zwiększają się.



Rys. 6. Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego w różnych odległościach od kanału wyładowania: a) 20m, b) 25m, c) 50m, d) 3000m

Fig. 6. Horizontal component of the electric field at a different distance from the discharge channel: a) 20m, b) 25m, c) 50m, d) 3000m



Rys. 7. Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego w odległości 50 m od kanału wyładowania dla  $\sigma_g = 0,00001$  S/m

Fig. 7. Horizontal component of the electric field at a distance of 50 m from the discharge channel for  $\sigma_g = 0.00001$  S/m

## 9. Wnioski

Analiza zjawiska propagacji zaburzenia elektromagnetycznego w układzie cylindrycznym pozwala na wyznaczanie wartości natężeń pól elektromagnetycznych w dowolnej odległości od kanału wyładowania, czego nie można uzyskać stosując metodę z wykorzystaniem padającej fali płaskiej [2, 7]. Otrzymane na podstawie symulacji wyniki, pozwalają na weryfikację danych pomiarowych uzyskiwanych w instytutach badawczych wykonujących pomiary prądów i pól elektromagnetycznych pochodzenia piorunowego i w laboratoriach wykonujących pomiary na modelach obiektów [6, 11-13]. Zastosowana w obliczeniach metoda polegająca na odpowiednim zmodyfikowaniu kształtu wejściowego impulsu poddawanego przekształceniu FFT znacznie przyczynia się do zwiększenia efektywności numerycznej obliczeń polegającej na mniejszej zależności uzyskiwanych wyników od parametrów numerycznych analizy [7, 10].

Przedstawione wyniki są pierwszym etapem wyznaczania przepięć indukowanych w liniach transmisyjnych. Dalsze prace autora w tej dziedzinie będą zmierzały do wyznaczania napięć i prądów indukowanych w liniach transmisyjnych położonych w pobliżu kanału wyładowania piorunowego. W tym celu należy, zgodnie z zamieszczonymi w pracy [1] wytycznymi, wyznaczyć wartości składowych natężenia pola elektrycznego w punktach wzdłuż linii transmisyjnej. Następnie na ich podstawie należy obliczyć rozłożone źródła napięciowe potrzebne np. do modelu Agrawala służącego do wyznaczania sprzężenia zewnętrznego pola elektromagnetycznego z liniami transmisyjnymi oraz parametry jednostkowe badanej linii transmisyjnej [1, 2].

## Literatura

- [1] Tesche F.M., Ianoz M.V., Karlsson T.: EMC analysis methods and computational models, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [2] Gamracki M.: Modelowanie matematyczne piorunowych zaburzeń elektromagnetycznych w liniach transmisyjnych, praca doktorska, Politechnika Rzeszowska, Wydział Elektrotechniki i Informatyki, 2004.
- [3] C.A. Nucci et al.: Lightning Return Stroke Current Models With Specified Channel-Base Current: A Review and Comparison, *Journal of Geophysical Research*, vol. 95, 1990, pp. 395-408.
- [4] Rubinstein M.: An Approximate Formula for the Calculation of the Horizontal Electric Fields from Lightning at Close, Intermediate and Long Range, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 38, No. 3, 1996, pp. 531-535.
- [5] Rachidi F. et al.: Influence of a Lossy Ground on Lightning-Induced Voltages on Overhead Lines. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 38, No. 3, 1996, pp. 250-264.

- [6] Haddad M.A., Rakov V.A., Cummer S.A.: New measurements of lightning electric field in Florida: Waveform characteristics, interaction with the ionosphere, and peak current estimates, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 117, 2012, pp. 1-26.
- [7] Bajorek J., Gamracki M., Maslowski G.: Effectiveness of FFT-IFFT transformation during calculation of the electrical pulse under ground surface, *Proc. 28th International Conference on Lightning Protection*, Kanazawa, Japan, 2006, pp. 501-506.
- [8] Gamracki M.: Modelowanie matematyczne propagacji piorunowego zaburzenia elektromagnetycznego nad ziemią, *Przegląd Elektrotechniczny*, ISSN 0033-2097, NR 2/2012, s. 23-25.
- [9] Gamracki M.: Modelowanie matematyczne propagacji piorunowego zaburzenia elektromagnetycznego nad stratną ziemią, *Przegląd Elektrotechniczny*, ISSN 0033-2097, NR. 7/2014, s. 171-174.
- [10] Bajorek J., Gamracki M., Maslowski G.: Modeling of lightning electromagnetic disturbances transmitted into the ground. *Proc. XVI International Conference on Electromagnetic Disturbances*, Kaunas, Lithuania, 2006, pp. 1132-1137.
- [11] Masłowski G., Gamracki M.: Protection of Structures against LEMP, *IEEE Bologna PowerTECH*, June 23-26 2003, paper No. 520.
- [12] Karnas G., Masłowski G.: Preliminary measurements and analysis of lightning electric field recorded at the observation station in the South-east part of Poland, *Przegląd Elektrotechniczny*, ISSN 0033-2097, NR 7/2014, s. 97-99.
- [13] Karnas G., Wyderka S., Ziemia R., Filik K., Masłowski G.: Analysis of lightning current distribution in lightning protection system and connected installation, *Przegląd Elektrotechniczny*, ISSN 0033-2097, NR 1/2014, s. 122-126.

## **PROPAGATION OF LIGHTNING ELECTROMAGNETIC DISTURBANCE ABOVE GROUND**

### **S u m m a r y**

The paper presents results the analysis of the propagation of the electromagnetic field of lightning above ground. Calculation was done using a model of the cylindrical wave propagating around the discharge channel. The paper describes also the mathematical basis for modeling the phenomenon of lightning electromagnetic field propagation above the ground. The basic functions for determining the field components in the frequency domain for the perfectly conducting ground (reflecting field) was shown. The horizontal component of the electric field above the lossy ground was compared with Cooray-Rubinstein and Rubinstein approaches. A comparison of the results of the electric field intensity for selected parameters of lossy ground and at various distances from the discharge channel was presented. The results obtained for the case when the soil has been treated as a perfectly reflecting field was compared to those of the approaches. Calculations were performed for selected geometric and environmental parameters and for a few distances from the lightning channel. Results of the analysis are shown on the graphs as calculated time domain characteristics of signals used with the inverse Fourier Transformation IFFT. The study also related to problems when using a pair of transformations FFT-IFFT. Therefore, the calculations were performed using a modified form of the input lightning current pulse subjected to FFT transformation.

**Keywords:** lightning, lightning current, electric field, lossy ground, Cooray-Rubinstein approach, FFT-IFFT transformation

DOI: 10.7862/re.2015.15

*Tekst złożono w redakcji:* luty 2015

*Przyjęto do druku:* kwiecień 2015