

Modelowanie propagacji piorunowego zaburzenia elektromagnetycznego nad stratną ziemią

Streszczenie. W pracy przedstawiono wyniki analizy propagacji pola elektromagnetycznego nad stratną ziemią. W obliczeniach zastosowano model fali cylindrycznej propagującej wokół kanału wyładowania. Opisano matematyczne podstawy modelowania zjawiska propagacji pola nad ziemią. Do wyznaczenia składowej natężenia pola elektrycznego zastosowano poprawki Rubinstein oraz Cooray-Rubinstein. Dokonano porównania uzyskanych wyników natężenia pola elektrycznego dla wybranych parametrów stratnej ziemi i różnych odległości od kanału wyładowania.

Abstract. The paper presents the mathematical basis of electromagnetic field modeling above lossy ground. A model of cylindrical wave propagating around a lightning return-stroke channel is used during calculations. This paper describes the mathematical basis for modeling the phenomenon of propagation of the field above the ground. To determine the component of the electric field applied Rubinstein and Cooray-Rubinstein approach. Comparison of the results obtained for the selected parameters of lossy ground and for different distances from the point of striking is presented. (*Modeling the propagation of lightning electromagnetic disturbance over a lossy ground*).

Słowa kluczowe: zaburzenie elektromagnetyczne, pole elektryczne, prąd piorunowy, ziemia stratna, poprawka Cooray-Rubinstein.

Keywords: electromagnetic disturbance, electric field, lightning current, lossy ground, Cooray-Rubinstein approach.

doi:10.12915/pe.2014.07.36

Wstęp

Wyładowanie atmosferyczne jest trudnym obiektem badań ze względu na jego niepowtarzalny charakter oraz przypadkowość wystąpienia. Prowadzone pomiary w warunkach rzeczywistych są dodatkowo utrudnione, a czasem wręcz niemożliwe do przeprowadzenia ze względu na bardzo duże wartości prądów i napięć piorunowych stwarzające zagrożenie dla ludzi i sprzętu pomiarowego. Wykonywane od wielu lat eksperymenty, a w szczególności pomiary pola elektrycznego i magnetycznego a także prądu w kanale piorunowym, prowadzą 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].

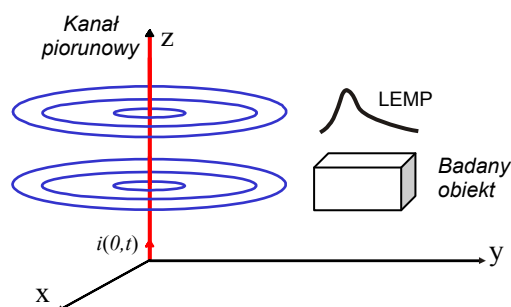
Pierwsze opracowania naukowe dotyczące wyznaczania wartości składowych piorunowych pól elektromagnetycznych zakładały zastosowanie ziemi, jako medium idealnie przewodzącej, a więc całkowicie odbijającej padające na nią pole elektromagnetyczne. Takie założenie jest jednak dość znacznym uproszczeniem, 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 poprzez wprowadzenie do obliczeń rzeczywistych parametrów elektrycznych i magnetycznych ziemi [4, 5].

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 te 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 zmienia się także znacznie 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].

Z punktu widzenia zagrożeń dla obiektów i urządzeń elektrycznych najgroźniejsze są wyładowania pobliskie występujące w odległości do kilku kilometrów. Oczywiście duże znaczenie ma także wielkość prądu w kanale wyładowania i jego biegunowość. Wyładowanie dodatnie o natężeniu prądu 200 kA, które wystąpiło w odległości 2 km od urządzenia może być dla niego znacznie groźniejsze niż typowe ujemne o wartości prądu 20 kA, które wystąpiło w odległości tylko 500 m. Bardzo ważnym elementem jest także szybkość narastania fali prądowej, czyli maksymalna wartość pochodnej prądu. Szybko narastające prądy piorunowe o czasie trwania czoła rzędu $0,2 \mu\text{s}$ generują pole elektromagnetyczne szczególnie groźne dla układów elektronicznych, pomimo małych wartości maksymalnych prądów, natomiast wyładowania z wolniej narastającym czołem przeważnie niosą w sobie dużo większą energię, gdyż trwają znacznie dłużej a prądy piorunowe są o większym natężeniu. Geometria układu przestrzennego, w którym analizowane jest zjawisko przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Układ przestrzenny przedstawiający geometrię rozpatrywanych przypadków

Modele i parametry prądu piorunowego

Na przełomie wielu ostatnich lat opracowywano modele prądu u podstawy kanału wyładowania. Większość z nich bazowała na wynikach pomiarów w warunkach rzeczywistych oraz eksperymentów laboratoryjnych. Wyładowanie atmosferyczne ma charakter stochastyczny,

dlatego też nie można jednoznacznie określić i ustalić jedynego 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 do analizy komputerowej stosuje się często przebieg opisany przez C.A. Nucci [1]. Jest to tzw. kolejne wyładowanie główne 0,25/100 μ s charakteryzujące się niedużą wartością maksymalną prądu natomiast szybkim czasem narastania rzędu ułamków mikrosekund.

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

przy czym $I_{01} = 9,9$ kA, $\eta = 0,845$, $\tau_1 = 0,072$ μ s, $\tau_2 = 5$ μ s, $I_{02} = 7,5$ kA, $\tau_3 = 100$ μ s, $\tau_4 = 6$ μ s.

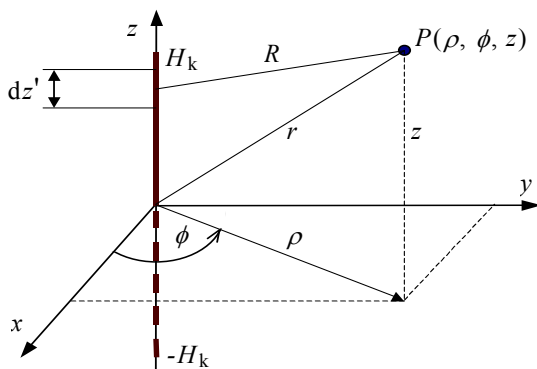
Powyższa funkcja (1) opracowana została na podstawie wyników uzyskanych z pomiarów i eksperymentów już dość dawno, jednak w dalszym ciągu stosowana jest do obliczeń i bardzo dużo prac symulacyjnych bazuje na takim kształcie prądu u podstawy kanału wyładowania.

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 [2, 3]. 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 powstających 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 [2, 3]. Wtedy to układ kanał wyładowania - ziemia zastępuje się układem pokazanym na rysunku 2.



Rys. 2. Kanał wyładowania atmosferycznego usytuowany w układzie współrzędnych cylindrycznych i jego odbicie w ziemi

Punkt o współrzędnych $(x, y, z) = (0, 0, H_k)$ jest wysokością prostopadłego do ziemi kanału wyładowania powrotnego, a punkt o współrzędnych $(x, y, z) = (0, 0, -H_k)$ jego odbiciem zwierciadlanym w ziemi. Jest to układ współrzędnych cylindrycznych, co przy dalszej analizie przekłada się na operowanie tylko dwoma współrzędnymi: poziomą (promieniową) i pionową.

Prąd wyładowania atmosferycznego u podstawy kanału wyładowania opisany jest zależnością (1). Wzdłuż kanału wyładowania przemieszcza się on do góry, jako tłumiona fala wędrowna MTLE opisana zależnością [2, 3]

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

gdzie λ jest współczynnikiem korekcyjnym, z współrzędną pionową kanału wyładowania natomiast v jest prędkością fali prądowej w kanale. Jednocześnie w dół przemieszcza się odbicie zwierciadlane prądu (1) w powierzchni ziemi. Przyjęty model prądu ma wobec tego charakterystykę częstotliwościową daną zależnością

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

Najprościej zagadnienie rozkładu pola można przedstawić w cylindrycznym układzie współrzędnych jak na rysunku 2, z umieszczonym w nim punktem obserwacji P o współrzędnych (ρ, ϕ, z) . Przy założonej wysokości kanału wyładowania H_k składowe natężenia pola elektrycznego, pionową i poziomą, w dziedzinie częstotliwości wyznaczamy z zależności (4) i (5) podanych poniżej [2, 3]

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

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

gdzie R jest odległością od punktu źródłowego o współrzędnej $(0, z')$ do punktu badanego o współrzędnych (ρ, z) , Z_0 jest impedancją falową próżni natomiast γ_0 jest współczynnikiem propagacji fali elektromagnetycznej w próżni danym zależnością

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

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.

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 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 (7) uwzględnia składową pionową natężenia pola elektrycznego dla ziemi idealnie przewodzącej obliczoną na poziomie ziemi, czyli dla $z = 0$.

$$(7) \quad E_p(\rho, z, j\omega) = E_{\infty p}(\rho, z, j\omega) + \frac{E_{\infty z}(\rho, 0, j\omega)}{\sqrt{\varepsilon_r + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_0}}}$$

przy czym: ε_r – względna przenikalność elektryczna ziemi, σ_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 w warunkach rzeczywistych pozwoliły na uściślenie założeń, w wyniku czego powstała kolejna formuła nazwana jako Cooray-Rubinstein, opisana zależnością (8) [5]. W formule tej przyczynę uwzględniający parametry ziemi jest przemnożony przez składową poziomą natężenia pola magnetycznego dla ziemi idealnie przewodzącej daną zależnością (9), obliczoną na poziomie ziemi, czyli dla $z = 0$.

$$(8) \quad E_p(\rho, z, j\omega) = E_{\infty p}(\rho, z, j\omega) - \frac{H_{\infty p}(\rho, 0, j\omega) \cdot c \cdot \mu_0}{\sqrt{\varepsilon_r + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_0}}}$$

przy czym: $H_{\infty p}$ – składowa pozioma natężenia pola magnetycznego, μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni.

$$(9) \quad H_{\infty p}(\rho, z, j\omega) = \frac{1}{4\pi} I(j\omega) \cdot \int_{-H_k}^{H_k} \exp\left[-\left(\frac{1}{\lambda} + j\frac{\omega}{v}\right)z'\right] \cdot \left[\frac{\rho}{R^3} + \gamma_0(j\omega) \frac{\rho}{R^2}\right] dz'$$

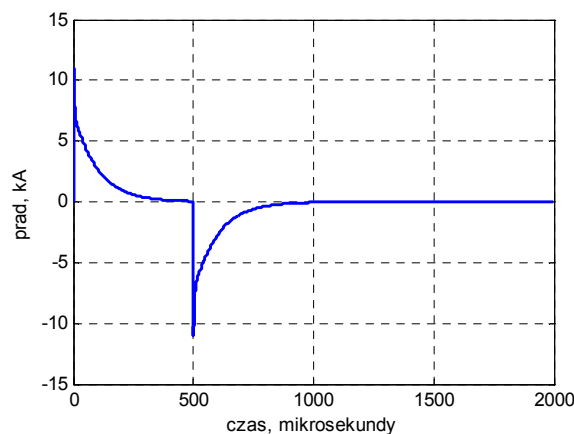
Dobór parametrów numerycznych przy stosowaniu przekształcenia FFT

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 [3, 7] wykazano, że zastosowanie zmodyfikowanego kształtu impulsu $i'(t)$ (10) poddawanego przekształceniu FFT, w którym $i(t)$ jest funkcją fali prądowej, pozwala uzyskać wyniki mało zależne od parametrów numerycznych analizy.

$$(10) \quad i'(t) = i(t)[\varepsilon(t) - \varepsilon(t - t_0)] - i(t - t_0)[\varepsilon(t - t_0) - \varepsilon(t - 2t_0)]$$

Dodatkowo okno czasowe zostało rozszerzone o część zerową równą całkowitej długości impulsu (10). Użycie części zerowej następującej bezpośrednio po funkcji (10), 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 $t_{imp} = 4 \cdot t_0$.

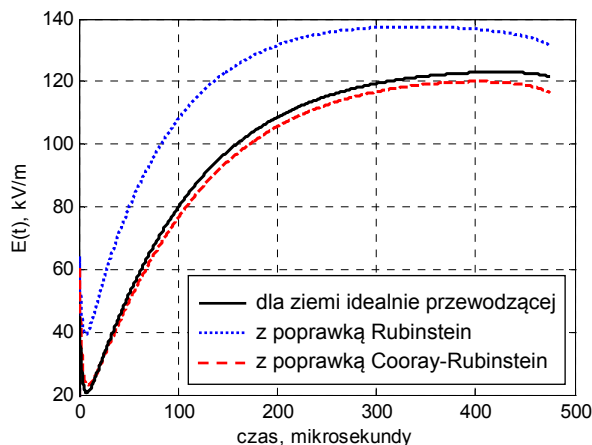
Na rysunku 3 pokazano przebieg całego impulsu wejściowego poddanego przekształceniu FFT przy czasie trwania prądu piorunowego $t_0 = 500 \mu s$.



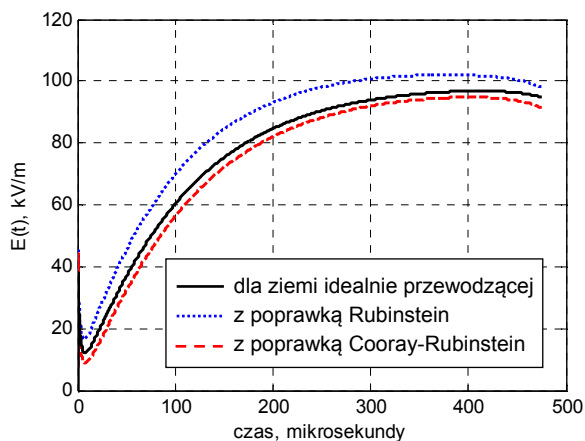
Rys. 3. Przebieg całego impulsu wejściowego poddanego przekształceniu FFT

Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego nad ziemią stratną

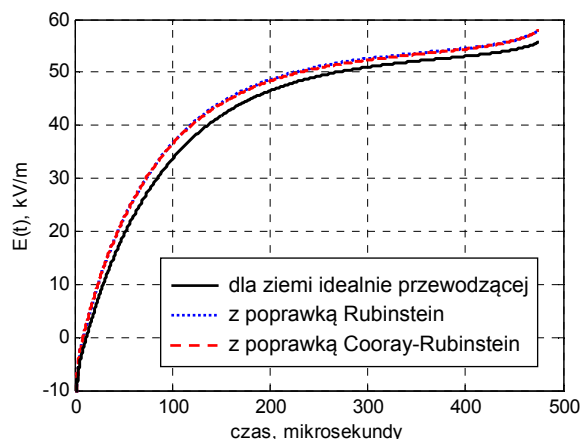
W dalszej części pracy przedstawiono składową poziomą natężenia pola elektrycznego nad powierzchnią stratnej ziemi. Wyniki porównano z otrzymanymi dla ziemi idealnie przewodzącej. Ze względu na dużą możliwą liczbę zmienianych parametrów analizy, obliczenia wykonano tylko dla kilku wybranych odległości 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 $H_k = 2 \text{ km}$, 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 $t_0 = 500 \mu s$, liczba próbek $n = 2^{14}$. Na rysunkach 4-7 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 (8) przybiera wtedy nieznacznie mniejsze wartości względem przypadku, gdy ziemia jest potraktowana, jako idealnie przewodząca, natomiast krzywa natężenia pola z uwzględnieniem poprawki (7) znacznie się różni, przybierając dużo większe wartości od pozostałych dwóch przebiegów.



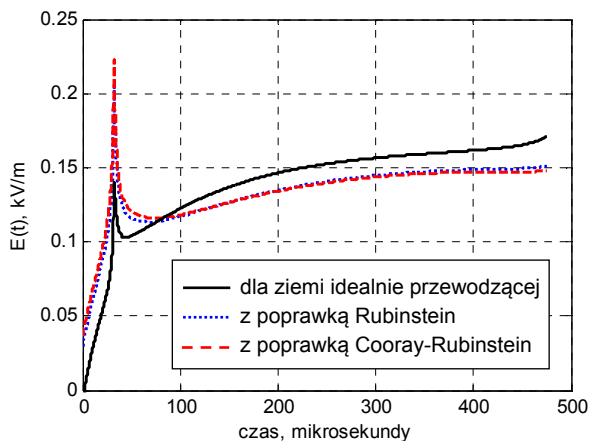
Rys. 4. Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego w odległości 20 m od kanału wyładowania



Rys. 5. Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego w odległości 25 m od kanału wyładowania



Rys. 6. Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego w odległości 50 m od kanału wyładowania

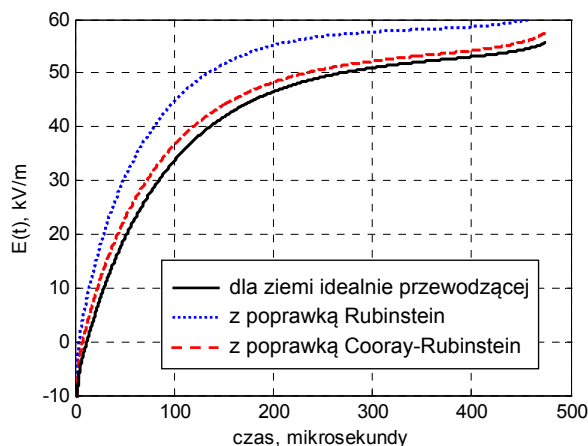


Rys. 7. Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego w odległości 3000 m od kanału wyładowania

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 50 m obie krzywe z zastosowaniem poprawek dość znacznie pokrywają się z przebiegiem dla ziemi idealnie przewodzącej. Przy dużo większych odległościach kształt składowej pola zmienia się i jest podobny bardziej do fali prądowej płynącej w kanale wyładowania gdzie występuje charakterystyczny „pik”.

Kolejnym elementem 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 8 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 6. Dla wszystkich innych odległości różnice pomiędzy krzywymi z zastosowanymi poprawkami zwiększają się.



Rys. 8. Składowa pozioma natężenia pola elektrycznego w odległości 50 m od kanału wyładowania dla $\sigma_g = 0,00001 \text{ S/m}$

Przedstawione powyżej wyniki są kontynuacją pracy [8], w której zamieszczono wyniki analizy tylko dla przypadku, gdy ziemia jest traktowana, jako idealnie przewodząca. Dalsze prace autora będą zmierzały do wyznaczenia przepięć i prądów indukowanych w liniach transmisyjnych położonych w pobliżu kanału wyładowania piorunowego.

LITERATURA

- [1] 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, 20395-408, (1990).
- [2] Tesche F.M., Ianoz M.V., Karlsson T., *EMC analysis methods and computational models*, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1997).
- [3] Gamracki M., Modelowanie matematyczne piorunowych zaburzeń elektromagnetycznych w liniach transmisyjnych, *praca doktorska*, Politechnika Rzeszowska, Wydział Elektrotechniki i Informatyki, (2004).
- [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), 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), 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), 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), 501-506.
- [8] Gamracki M.: Modelowanie matematyczne propagacji piorunowego zaburzenia elektromagnetycznego nad ziemią, *Przegląd Elektrotechniczny*, ISSN 0033-2097, NR 2/2012, str. 23-25.

Autor: dr inż. Mariusz Gamracki, Politechnika Rzeszowska, Katedra Elektrotechniki i Podstaw Informatyki, ul. W. Pola 2, 35-959 Rzeszów, e-mail: mgamrac@prz.edu.pl