Zastosowanie reakcji impulsowej i skokowej w analizie działania ochrony odgromowej zwodu aktywnego typu ESE w stanie niestacjonarnego narostu potencjału elektrycznego chmury

Adam Skopec, Eugeniusz Smycz, Czesław Stec

Wyładowania atmosferyczne należą do najwcześniej obserwowanych przez człowieka zjawisk w przyrodzie. Tajemniczość tych zjawisk i towarzyszące im zagrożenia stwarzały od dawna potrzebę ich poznania w celu zwiększenia skuteczności ochrony. Mechanizm i charakter przebiegu tych zjawisk należą do najbardziej złożonych problemów nauki i techniki w szerokim ujęciu interdyscyplinarnym. Wynika to z wpływu niezmiernie wielu czynników przyczynowo-skutkowych na powstawanie i rozwój zjawisk tworzenia się elektryczności atmosferycznej, w tym szczególnie mechanizmów gromadzenia się ładunku elektrycznego i jego różnych form oddziaływania.

Wraz z rozwojem cywilizacyjnym i technologicznym wzrastają zagrożenia dla człowieka i jego materialnego otoczenia, wynikające z wyładowań atmosferycznych. Nieustannie wzrasta potrzeba ochrony dużych obiektów (zbiorników paliw, hangarów samolotów pasażerskich), jak również obiektów wysokich. Szczególnie ważne jest zapewnienie niezakłóconego działania łączy informatycznych. Powstaje potrzeba skutecznej ochrony wszelkiego typu masztów telewizyjnych, masztów telefonii komórkowej, anten satelitarnych. W tym przypadku ochrona powinna zapewniać selektywną lokalizację punktów uderzenia pioruna w taki sposób, by skutki jego działania nie powodowały uszkodzenia chronionej aparatury.

Ważne jest pionierskie odkrycie i zastosowania piorunochronu przez B. Franklina w 1752 r. Po upływie ponad dwóch wieków dopiero obecnie czyni się poszukiwania – a od kilkunastu lat obserwuje się – coraz bardziej powszechne stosowanie tzw. zwodów aktywnych. Wykorzystują one różnego charakteru dodatkowe czynniki wspomagające zjawisko lokalizacji wyładowania w strefie chronionego obiektu.

Od czasów Franklina obowiązuje niekwestionowany pogląd, że wyładowanie atmosferyczne rozwija się na powierzchni ziemi w postaci niepełnych wyładowań jako tzw. wczesne strimery, co stanowi niejako przygotowanie do głównego uderzenia pioruna, które w pełni rozwija się od chmury. Faza pierwsza (wstępna) może być poprawnie opisana równaniami pola quasielektrostatycznego, natomiast rozwój zjawisk fazy głównej wymaga opisu elektrodynamicznego. Fakt istnienia fazy pierwszej umożliwia sformułowanie względnie prostego modelu matematycznego, co następnie stanowi podstawę poszukiwania konstrukcji różnych rodzajów zwodów aktywnych ESE (early streammer emission).

Dr hab. inż. Adam Skopec, emer. prof. PWr, dr inż. Czesław Stec – Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii

dr inż. Eugeniusz Smycz – Ecole Superieure de Physique et de Chimie Industrielles, Paryż

W artykule jest rozpatrywany model zwodu, w którym zastosowano określoną modyfikację rozwiązania klasycznego. Modyfikacja ta polega na wykorzystaniu dodatkowego wspomagania magnetycznego w rozwoju zjawiska wyładowania. Zdaniem autorów na podstawie przedstawionej poniżej szczegółowej analizy teoretycznej wykazano możliwość zwiększenia skuteczności ochrony odgromowej a na pewno nie pogorszenia jej. Sama idea ochrony odgromowej Franklina jest bowiem nadal zachowana, a przy tych samych warunkach wzrasta prawdopodobieństwo wystąpienia i lokalizacji uderzenia pioruna.

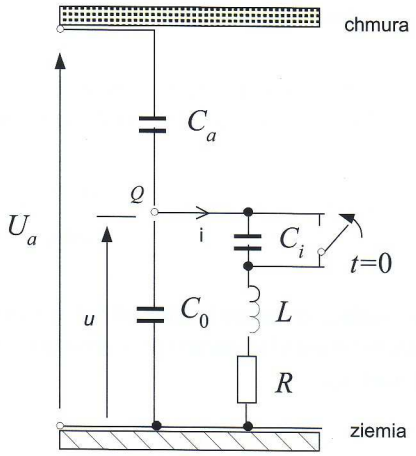
Poprawa ochrony odgromowej, ze względu na znaczne zagrożenie dla życia i mienia, wynikające z wyładowań atmosferycznych, jest ważnym problemem technicznym i ekonomicznym. Z uwagi na techniczną i ekonomiczną niemożność uzyskania 100-procentowej ochrony, jest istotne poszukiwanie i stosowanie urządzeń ochronnych zwiększających efektywnie sprawność ich działania. Zdaniem autorów zwody aktywne z wspomaganiem magnetycznym spełniają oczekiwane wymogi. Dotychczasowe oceny zwodów tego typu (ESE) w wielu przypadkach kontrowersyjne i sprzeczne [3, 7] wynikają z niezrozumienia podstaw fizycznych działania i braku wyraźnych kryteriów teoretycznych pozwalających na jednoznaczną ich ocenę. Celem artykułu jest przedstawienie analizy teoretycznej wybranego modelu zwodu aktywnego wraz z interpretacją fizyczną rozwoju zjawiska wyładowania.

Wykazano, że głównym mechanizmem fizycznym generującym działanie zwodu są możliwości samoczynnego (po zadziałaniu iskrownika) wystąpienia procesu inicjacji stanu przejściowego, który ze względu na charakter oscylacji ładunku (zmianę jego znaku), wymusza pole o nawet dwukrotnie większej wartości natężenia, w porównaniu z wartością pola stanu wymuszonego dla zwodu klasycznego [1, 2]. Fakt ten stanowi podstawową i główną przesłankę fizyczną większej skuteczności zwodów aktywnych. W artykule przedstawiono rozszerzone ujęcie analityczne w stosunku do ujęcia przedstawionego w [6]. Zastosowano ogólniejszy aparat obliczeniowy z wykorzystaniem opisu za pomocą odpowiedzi (reakcji) impulsowej i skokowej. Pozwala to na jednolite ujęcie analityczne zarówno statycznego, jak i dowolnego stanu niestacjonarnego zmiany potencjału elektrycznego chmury. Poza stanem statycznym rozpatrzono stany niestacjonarne przy liniowym, wykładniczym i udarowym naroście potencjału elektrycznego chmury. Przedstawiono wykresy chwilowe gromadzonego na powierzchni zwodu ładunku jako funkcji czasu. Porównano jego wartość maksymalną z wartością zwodu klasycznego Franklina. Należy podkreślić, że oprócz efektu zwiększenia samej wartości maksymalnej natężenia pola, który w stanie statycznym był wyznaczony w [6], występuje dodatkowy efekt wyprzedzenia w czasie. Można założyć, że oba efekty dotyczące zwiększenia wartości i czasu wyprzedzenia pola

elektrycznego stanowią podstawę rozszerzenia strefy ochrony zwodu aktywnego w porównaniu do zwodu klasycznego Franklina, tym samym poprawy skuteczności jego działania.

Podstawy teoretyczne rozpatrywanego modelu

Na rysunku 1 rozpatrzono ideowy schemat zastępczy jednego ze stosowanych rozwiązań konstrukcyjnych zwodu aktywnego. Przedmiotem dalszej analizy jest wyznaczenie przebiegu w czasie ładunku gromadzonego na powierzchni zwodu $Q(t)$ po zamknięciu samoczynnym wyłącznika, czyli zwarciu iskrownika. Jako wynik rozwiązania jest poszukiwana maksymalna wartość oscylacji ładunku Q w stanie przejściowym, w odniesieniu do zmiany ładunku wymuszonego stanu niestacjonarnego i jego bezpośrednie porównanie z ładunkiem zwodu klasycznego w tych samych warunkach.



Rys. 1 Schemat zastępczy zwodu aktywnego

C_a – pojemność cząstkowa zwodu związana z ładunkiem zgromadzonym na powierzchni chmury, C_0 – pojemność cząstkowa zwodu związana z ładunkiem na powierzchni ziemi, C_i – pojemność konstrukcyjna przerwy iskrowej zwodu, L, R – indukcyjność cewki wewnętrznej zwodu, rezystancja łączna zwodu i uziomu, U_a – napięcie naładowania atmosferycznego chmury względem ziemi, u – napięcie między powierzchnią zwodu a powierzchnią ziemi, i – prąd w stanie nieustalonym wywołany zwarciem iskiernika o pojemności C_i, Q – ładunek całkowity zgromadzony na powierzchni zwodu, E_0 – natężenie pola wymuszenia zewnętrznego

Sformułowanie i rozwiązanie równań wyjściowych

W pierwszej kolejności rozważano stan statyczny naładowania z warunkami początkowymi i=0, u=u_0, Q=0 dla t<0 przed zwarciem iskrownika. Z prawa (bilansu) zachowania sumarycznego ładunku, przy założeniu zerowego ładunku początkowego, wynika

$$Q(t) = -C_a\left[U_a(t) - u\right] + C_0 u = \\ = -C_a U_a(t) + C u \tag{1}$$

gdzie C – pojemność sumaryczna zwodu

$$C = C_a + C_0 \tag{2}$$

Po zwarciu iskrownika dla $t \geq 0$ występuje stan przejściowy określony przez równania bilansu ładunku i napięć

$$Q(t) = Cu - C_a U_a(t) \tag{3}$$

$$Q(t) = -\int_0^t i\,dt \quad \text{lub} \quad i = -\frac{dQ}{dt} \tag{4}$$

z warunkiem początkowym $Q(0)$=0.

$$u = L\frac{di}{dt} + Ri \tag{5}$$

warunkiem początkowym $i(0)$=0

$$u = -L\frac{d^2Q}{dt^2} - R\frac{dQ}{dt} \tag{6}$$

Stąd po podstawieniu do (3) i uporządkowaniu wynika

$$CL\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + Q = -C_a U_a(t) \tag{7}$$

przy czym przyjmuje się warunki początkowe zerowe

$$Q(0) = 0 \qquad \frac{dQ}{dt}\Big|_0 = -i(0) = 0 \tag{8}$$

W celu wyznaczenia rozwiązania równania (7) z warunkami (8) zostanie zastosowana metoda operatorowa.

Po wykonaniu operacji wzięcia obustronnej transformaty Laplace'a dla równania (7), uzyskuje się zależność

$$\mathcal{L}\{Q(t)\} = -\frac{1}{LCs^2 + RCs + 1} C_a \mathcal{L}\{U_a(t)\} \tag{9}$$

co można zapisać

$$\mathcal{L}\{Q(t)\} = -\frac{1}{\omega_0 LC}\left[\frac{\omega_0}{(s+\alpha)^2 + \omega_0^2}\right]\mathcal{L}\{C_a U_a(t)\} \tag{10}$$

czyli

$$\mathcal{L}\{Q(t)\} = -\frac{1}{\omega_0 LC}\mathcal{L}\{e^{-\alpha t}\sin\omega_0 t\}\mathcal{L}\{C_a U_a(t)\} \tag{11}$$

przy czym

$$\alpha = \frac{R}{2L} \qquad \omega_0 = \sqrt{1/LC - \alpha^2} \tag{12}$$

Wzór (11), po przejściu z dziedziny transformat do dziedziny czasowej oryginałów, zgodnie z twierdzeniem Borela jest przedstawiony w postaci całki splotowej

$$Q(t) = -\frac{C_a}{\omega_0 LC}\int_0^t e^{-\alpha(t-\tau)}\sin\omega_0(t-\tau)U_a(\tau)d\tau \tag{13}$$

Na podstawie wzoru (13) może być określona reakcja impulsowa zwodu na wymuszenie napięciowe w postaci impulsu Diraca $U_a(t)$=$\delta(t)$. Z wzoru (13) przy wykorzystaniu własności filtracyjnej funkcji Diraca, wynika odpowiedź impulsowa

$$Q_\delta(t) = -\frac{C_a}{\omega_0 LC}e^{-\alpha t}\sin\omega_0 t \tag{14}$$

Jest widoczne, że reakcja (odpowiedź) impulsowa ładunku (14) pozwala na wyznaczenie zmiany w czasie ładunku gromadzonego na zwodzie przy dowolnej funkcji napięcia między chmurą a ziemią w postaci całki splotowej

$$Q(t)=\int_0^t Q_\delta(t-\tau)\,U_a(\tau)\,d\tau \qquad (15)$$

Równoważnym sposobem opisu przebiegu ładunku jest wykorzystanie odpowiedzi jednostkowej (reakcji skoku jednostkowego) i całki superpozycji Duhamele'a

$$Q(t)=Q_1(t)U_a(0+)+\int_0^t Q_1(t-\tau)U_a'(\tau)d\tau \qquad (16)$$

gdzie
$Q_1(t)$ – reakcja skokowa ładunku,
$U'_a(t)$ – pochodna funkcji napięcia między chmurą a ziemią.

Odpowiedź skokowa jest związana z odpowiedzią impulsową zależnością całkową na podstawie (15), przy $U_a=1(t)$ wynika

$$Q_1(t)=\int_0^t Q_\delta(\tau)d\tau \qquad (17)$$

Po podstawieniu wyrażenia (14) do wzoru (17) otrzymujemy

$$Q_1(t)=-C_a\left[1-e^{-\alpha t}\frac{\cos(\omega_0 t-\varphi)}{\cos\varphi}\right] \qquad (18)$$

gdzie

$$\cos\varphi=\omega_0\sqrt{LC}=\sqrt{1-\frac{1}{4k_q^2}} \qquad (19)$$

przy czym przyjęto znane oznaczenia współczynnika dobroci k_q i rezystancji charakterystycznej układu ρ

$$k_q=\frac{r}{R} \qquad r=\sqrt{\frac{L}{C}}$$

Wyniki analizy

W celu zbadania zmiany w czasie ładunku gromadzonego na powierzchni zwodu zostaną rozpatrzone cztery przypadki szczegółowe:

– stan statyczny

$$U_a(t)=U_0=\text{const}$$

– stan niestacjonarny liniowego narostu napięcia

$$U_a(t)=U_0(1+\beta t) \qquad (20)$$

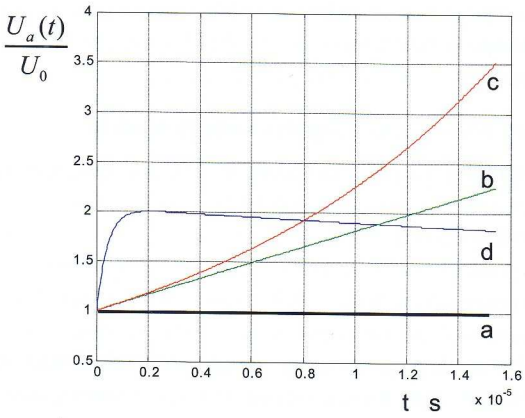
– stan niestacjonarny wykładniczego narostu napięcia

$$U_a(t)=U_0\exp(\beta t)$$

– stan niestacjonarny przy udarowym naroście napięcia

$$U_a(t)=U_0\left\{1+A_0\left[\exp(-\beta_1 t)-\exp(-\beta_2 t)\right]\right\}$$

gdzie w (20) oznaczono:
$U_0=U_a(0+)$ – napięcie stanu początkowego inicjacji oscylacji,
β, β_1, β_2 – współczynniki narostu, wykładniczego oraz udarowego.
Wykresy funkcji narostu potencjału przedstawiono na rysunku 2.



Rys. 2. Wykresy funkcji narostu liniowego (b), wykładniczego (c) oraz udarowego (d) potencjału chmury

W stanie statycznym przyjmuje się U_a=const=U_0, $U_a'=0$, stąd po uwzględnieniu (18) i podstawieniu do (16) otrzymujemy

$$Q(t)=Q_1(t)U_0=-C_aU_0\left[1-e^{-\alpha t}\frac{\cos(\omega t-\varphi)}{\cos\varphi}\right] \qquad (21)$$

Z powyższego widać, że ładunek zmienia się w czasie w postaci tłumionego przebiegu oscylacyjnego i przy zanikaniu oscylacji dąży do granicznej wartości

$$Q_0=-C_aU_0 \qquad (22)$$

Rozpatrzmy funkcję

$$k(t)=\frac{Q(t)}{Q_0}=1-e^{-\alpha t}\frac{\cos(\omega t-\varphi)}{\cos\varphi} \qquad (23)$$

Jak pokazano w [8] wartość maksymalna funkcji $k(t)$ jest osiągana dla $\omega t_m=\pi$ i wyraża się wzorem

$$k_m=\underbrace{\max}_{t}\,[k(t)]=1+\exp\left(-\frac{\alpha}{\omega_0}\pi\right)\approx 2 \qquad (24)$$

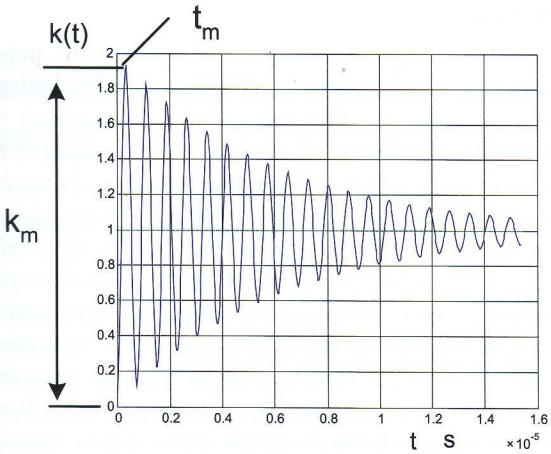
dla $k_q\geq 20$.

Na rysunku 3 przedstawiono oscylacje ładunku zgromadzonego na zwodzie aktywnym po zwarciu iskrownika w stosunku do ładunku zwodu klasycznego Q_0, do którego dąży ładunek po wygaśnięciu oscylacji. W zaznaczonej skali maksymalna wartość chwilowa ładunku jest prawie dwukrotnie większa. W stanie niestacjonarnym przy założeniu liniowego narostu potencjału w postaci funkcji określonej wzorem

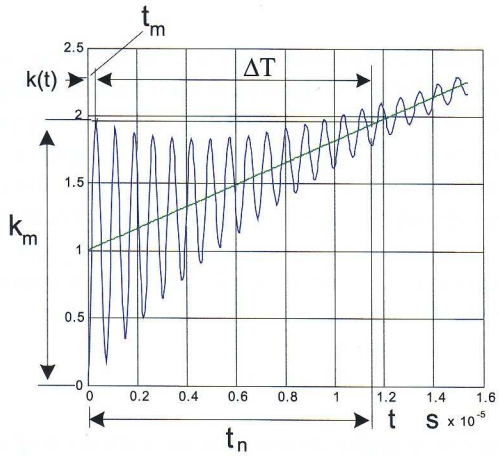
$$U_a(t)=U_0(1+\beta t) \qquad (25)$$

po podstawieniu do (16) i wykonaniu operacji całkowania otrzymuje się wyrażenie

$$Q(t)=-C_aU_0\left[1-e^{-\alpha t}\frac{\cos(\omega t-\varphi)}{\cos\varphi}\right]-C_aU_0\beta\left[t+RCe^{-\alpha t}\frac{\cos(\omega t+\psi)}{\cos\psi}-RC\right] \qquad (26)$$



Rys. 3. Wykres funkcji oscylacji $k(t)$ określonej wzorem (23) ładunku zmieniającego się w czasie po zadziałaniu iskrownika



Rys. 4. Przebieg chwilowy funkcji oscylacji $k(t)$ zwodu ESE przy naroście liniowym potencjału elektrycznego chmury

przy czym

$$\cos\varphi = \omega_0 LC \qquad \cos\psi = \omega_0 RC \tag{27}$$

Praktycznie w wyrażeniu (26) w drugim nawiasie kwadratowym dla $t > RC$ można pominąć drugi i trzeci i składnik jako znacznie mniejsze. W tym przypadku przebieg funkcji oscylacji $k(t)$ wyraża się wzorem

$$k(t) = \frac{Q(t)}{Q_0} \approx 1 - e^{-\alpha t}\frac{\cos(\omega t - \varphi)}{\cos\varphi} + \beta t \tag{28}$$

Wykres tej funkcji oscylacji przedstawiono na rysunku 4.

W stanie niestacjonarnym przy wykładniczym naroście napięcia określonego wzorem

$$U_a(t) = U_0 e^{\beta t} \tag{29}$$

W tym przypadku funkcja oscylacji $k(t)$ może być wyrażona przez całkę splotową, uwzględniając wzór (14) w postaci

$$k(t) = \frac{Q(t)}{Q_0} = \int_0^t Q_\delta(t-\tau)e^{\beta t}d\tau \tag{30}$$

Przebieg tej funkcji oscylacji $k(t)$ obliczony numerycznie przedstawiono na rysunku 4.

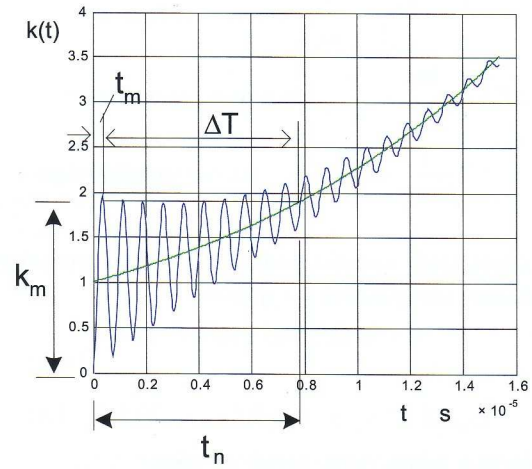
W stanie niestacjonarnym przy naroście potencjału określonego funkcją udarową, wyrażoną wzorem

$$U_a(t) = U_0\left\{1 + A_0\left[\exp(-\beta_1 t) - \exp(-\beta_2 t)\right]\right\} \tag{31}$$

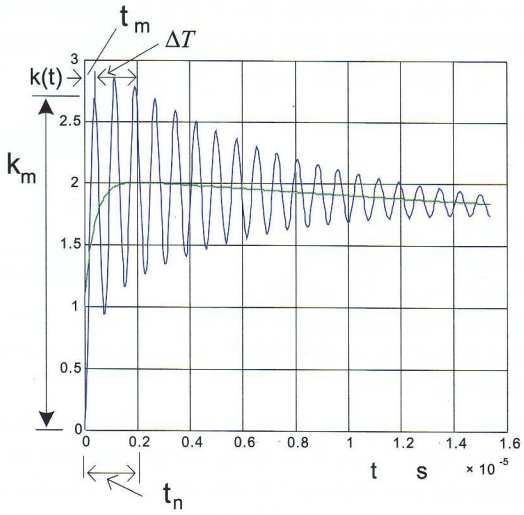
funkcja oscylacji $k(t)$ wyraża się całką

$$k(t) = \frac{Q(t)}{Q_0} = \int_0^t Q_\delta(t-\tau)\left[1 + A_0\left(e^{-\beta_1\tau} - e^{-\beta_2\tau}\right)\right]d\tau \tag{32}$$

dla której wykres wartości obliczonych numerycznie przedstawiono na rysunku 6.



Rys. 5. Przebieg chwilowy funkcji oscylacji $k(t)$ zwodu ESE przy naroście wykładniczym potencjału elektrycznego chmury



Rys. 6. Przebieg chwilowy funkcji oscylacji $k(t)$ zwodu ESE przy naroście udarowym potencjału chmury

Wnioski

Wyprowadzone i podane zależności umożliwiły przeprowadzenie przykładowych obliczeń testujących. Wyniki obliczeń przedstawiono w postaci wykresów (rys. 3–6). Jako wartość bazową (odniesienia) przyjęto wartość $U_0=U_a(0+)$, która oznacza napięcie inicjacji oscylacji. Wartość ta jest ustalana konstrukcyjne dla danego typu zwodu przez określenie przerwy iskrownika. Na przedstawionych rysunkach zaznaczono charakterystyczne wartości k_m jako wartość maksymalną oscylacji i czasu wyprzedzenia ΔT. Czas wyprzedzenia określa się jako różnicę

$$\Delta T = t_n - t_m \tag{33}$$

gdzie:

t_n – czas narostu napięcia wymuszenia do wartości względnej k_m (lub szczytowej),

t_m – czas wystąpienia maksymalnej wartości względnej oscylacji k_m.

Z przyjętego wyżej określenia czasu wyprzedzenia oraz podanej wcześniej zależności (24), wynikają wzory

$$\Delta T = \begin{cases} \dfrac{k_m - 1}{\beta} - \dfrac{\pi}{\omega_0} & \text{dla narostu liniowego} \\ \dfrac{\ln k_m}{\beta} - \dfrac{\pi}{\omega_0} & \text{dla narostu wykładniczego} \\ \dfrac{1}{\beta_2 - \beta_1} \ln \dfrac{\beta_2}{\beta_1} - \dfrac{\pi}{\omega_0} & \text{dla narostu udarowego} \end{cases} \tag{34}$$

W celu oceny rzędu wartości liczbowych w rozpatrzonych przykładach założono jako parametry wyjściowe

$$R = 50\ \Omega,\ L=0{,}15\ \text{mH},\ C=100\ \text{pF}$$

Obliczone wartości:

$$\omega_0 = 8\cdot 10^6\ \text{s}^{-1},\ \alpha=16{,}6\cdot 10^4\ \text{s}^{-1},\ k_q=24{,}5,\ k_m=1{,}91$$

Przy założeniu jednakowego współczynnika:

$\beta=8\cdot 10^3\ \text{s}^{-1}$ dla narostu liniowego i wykładniczego czasy ΔT wyprzedzenia są różne, ich wartości odpowiednio wynoszą ΔT=11 μs, oraz ΔT=7,5 μs, które zaznaczono na rysunkach 4 i 5.

W przypadku narostu udarowego przyjęto standaryzowany impuls piorunowy zgodny z normami krajowymi i międzynarodowymi [8–10], który jest określony funkcją dwuwykładniczą o parametrach:

$$A_0=1{,}037264,\ \beta_1=14659\ \text{s}^{-1},\ \beta_2=2468000\ \text{s}^{-1}.$$

Podane parametry charakteryzują znormalizowany impuls

$$T_1/T_2=1{,}2/50\ [\mu\text{s}/\mu\text{s}]$$

gdzie:

T_1 – czas czoła, T_2 – czas półszczytu.

Obliczając dwie stałe czasowe:

$\tau_1=1/\beta_1 \cong 68{,}22$ μs, $\tau_2= 1/\beta_2 \cong 0{,}405$ μs.

Na podstawie współczynników Kinda k_1=0,73, k_2=2,96 szacuje się czas czoła $T_1=k_2\ \tau_1$=2,96 0,405=1,2 μs oraz czas półszczytu $T_2=k_1\tau_2$=0,73 68,2=50 μs.

W przypadku narostu udarowego ze wzoru (32) oszacowany czas wyprzedzenia ΔT=1,72 μs. Przy czym interesujące jest to, że czas wyprzedzenia ΔT jest większy niż czas czoła T_1. Również wartość maksymalna oscylacji k_m jest większa niż wartość szczytu (jak zaznaczono na rys. 6). Podobne wnioski można uzyskać również dla innych czasów udarowych, np. T_1/T_2=12/500 μs/μs.

Zakończenie

Rozpatrzone przypadki niestacjonarnego narostu potencjału elektrycznego chmury stanowią uogólnienie stanu statycznego przedstawionego w [8]. Wspólną cechą wyznaczonych funkcji jest ich oscylacyjny charakter. Istotną rolę w inicjacji i rozwoju zjawiska oscylacji ładunku na powierzchni zwodu aktywnego ESE spełnia wbudowany element indukcyjny. Energetyczna interpretacja większej chwilowej wartości lokalnej natężenia pola elektrycznego wynika ze zwiększenia energii pola elektrycznego przez dodanie energii pola magnetycznego zgromadzonej w elemencie indukcyjnym w czasie jego rozładowania. Wymiana energii ma postać oscylacji zanikających ze względu na straty spowodowane istnieniem sumarycznej rezystancji układu. W wyniku oscylacji występuje chwilowy wzrost maksymalnej wartości natężenia pola proporcjonalny do wartości k_m w stosunku do wartości, jaka wystąpiłaby na zwodzie klasycznym (przy założeniu tego samego kształtu geometrycznego powierzchni zwodu). Ponadto w warunkach niestacjonarnego narostu (jak pokazano na wykresach narostu liniowego lub wykładniczego na rysunkach 4 i 5) występuje chwilowe wyprzedzenie czasowe ΔT wartości maksymalnej pola zwodu aktywnego ESE w stosunku do chwili wystąpienia takiej samej wartości dla zwodu klasycznego.

Zwiększona wartość natężenia pola i wyprzedzenie czasowe są istotną przyczyną wystąpienia zjawiska wyładowań niezupełnych jako wstępnego mechanizmu samoczynnego tworzenia się strimera, czyli przygotowania warunków do wystąpienia wyładowania zupełnego. Przedstawione przesłanki fizyczne pozwalają zaliczyć zwody aktywne do klasy ESE (early streammer emission) [4] zwiększających skuteczność ochrony odgromowej.

Prezentowane wyniki analizy potwierdzają w aspekcie teoretycznym istnienie cech zwiększających skuteczność zwodu aktywnego w stosunku do zwodu klasycznego Franklina. Badania eksperymentalne w skali laboratoryjnej potwierdzają wnioski teoretyczne. W celu pełnego oszacowania skuteczności ochrony celowe jest przeprowadzenie badań na obiektach rzeczywistych z bieżącym monitorowaniem oraz ciągłą rejestracją i oceną statystyczną wyników.

LITERATURA

[1] Szpor S.: Ochrona odgromowa. WNT, Warszawa 1983

[2] Szpor S.: Ligthining protective zones. *Archiwum Elektrotechniki* 1979 z. 3

[3] Flisowski Z., Korycki P.: Promowana i rzeczywista skuteczność piorunochronów z wczesną emisją strimerów (ESE). *Przegląd Elektrotechniczny* 1998 nr 11

[4] Chrzan K., Smycz E.: Zwody aktywne z wczesną emisją. III Krajowa Konferencja „Urządzenia piorunochronne w projektowaniu i budowie", Kraków 2000

[5] Sowa A.: Badanie zagrożeń występujących podczas bezpośrednich wyładowań piorunowych w obiekty budowlane. *Wiadomości Elektrotechniczne* 2005 nr 10

[6] Skopec A., Smycz E., Stec C.: Inicjacja stanu nieustalonego jako główna przyczyna większej skuteczności aktywnego zwodu w ochronie odgromowej – analiza porównawcza zwodów aktywnych i klasycznych. *Wiadomości Elektrotechniczne* 2008 nr 8

[7] Chran K.: Nieskuteczność pewnego zwodu aktywnego. *Wiadomości Elektrotechniczne* 2009 nr 1

[8] Polska Norma PN-92/E-04060: Wysokonapięciowa technika probiercza. Ogólne określenia i wymagania probiercze, 1992

[9] IEC 60060-1 (1989-11) – High-voltage test techniques. Part 1: General definitions and test requirements, ed. 2.0

[10] IEEE Std 4-1995 – IEEE Standard Techniques For High-voltage Testing