Inicjacja stanu nieustalonego jako główna przyczyna większej skuteczności aktywnego zwodu w ochronie odgromowej – analiza porównawcza zwodów aktywnych i klasycznych

Adam Skopec, Eugeniusz Smycz, Czesław Stec

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 techniczne i ekonomiczne trudności w uzyskaniu pełnej ochrony, istotne jest poszukiwanie urządzeń ochronnych o jak największej efektywnie sprawności działania.

Obecnie – między wieloma różnymi rozwiązaniami – stosowane są tzw. zwody aktywne. W dotychczasowej, w wielu przypadkach kontrowersyjnej i sprzecznej ocenie zasady ich działania [3], brak jest wyraźnych kryteriów teoretycznych pozwalających na jednoznaczną ocenę tego rozwiązania.

Celem niniejszego opracowania jest wykazanie możliwości wystąpienia inicjacji stanu nieustalonego, który ze względu na charakter oscylacji napięcia (zmianę jego znaku), wymusza pole nawet o dwukrotnie większej koncentracji natężenia, w porównaniu z wartością pola stanu ustalonego zwodu klasycznego [1, 2]. Fakt ten stanowi podstawową przesłankę fizyczną większej skuteczności zwodów aktywnych.

Podstawy teoretyczne

Rozpatrywany jest schemat zastępczy jednego ze stosowanych rozwiązań konstrukcyjnych zwodu aktywnego (rys. 1). Określono w nim następujące wielkości:

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,

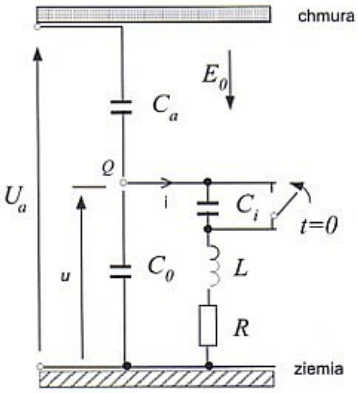
u – napięcie między powierzchnią zwodu a powierzchnią ziemi,

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.

Dr hab. inż Adam Skopec, emer. prof. P.Wr. – Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
dr inż. Eugeniusz Smycz – Ecole Superieure de Physique et de Chimie Industrielles, Paryż
dr inż. Czesław Stec – Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii



Rys. 1. Schemat zastępczy zwodu aktywnego

Przedmiotem wstępnej analizy jest wyznaczenie przebiegu napięcia u po zamknięciu samoczynnym wyłącznika, czyli zwarciu iskrownika. Jako wynik rozwiązania poszukiwana jest maksymalna wartość oscylacji napięcia u oraz ładunku Q w stanie nieustalonym, w odniesieniu do ładunku stanu ustalonego i jego bezpośrednie porównanie z ładunkiem zwodu klasycznego.

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 zachowania sumarycznego ładunku, przy założeniu zerowego ładunku początkowego, wynika równanie

$$(u_0 - U_a)C_a + (C_0 + C_i)u_0 = 0 \tag{1}$$

stąd

$$u_0 = \frac{C_a}{C_a + C_0 + C_i} U_a \approx \frac{C_a}{C} U_a \tag{2}$$

gdzie:

C – pojemność sumaryczna zwodu $C = C_a + C_0$, przy czym pominięto pojemność iskrownika $C_i << C$ jako znacznie mniejszą,

u_0 – napięcie zwodu względem ziemi przed zwarciem iskrownika w stanie statycznym.

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

$$C_a(u - U_a) + C_0 u + \int_0^t i\,dt = 0 \tag{3}$$

$$u = L\frac{di}{dt} + Ri \tag{4}$$

Z równania (3) po różniczkowaniu wynika zależność

$$i = -C\frac{du}{dt} \tag{5}$$

z której po podstawieniu do (4) otrzymuje się równanie różniczkowe

$$LC\frac{d^2u}{dt^2} + RC\frac{du}{dt} + u = 0 \tag{6}$$

z warunkami początkowymi $u(0) = u_0$, $i(0) = 0$

Przy podstawieniu $u = Ae^{pt}$ otrzymane równanie charakterystyczne

$$LCp^2 + RCp + 1 = 0 \tag{7}$$

ma pierwiastki zespolone $p = -\alpha \pm j\omega$, gdy

$$R \square 2\sqrt{L/C}$$

a rozwiązanie równania (6) ma postać oscylacyjną

$$u = u_0\, e^{-\alpha t}\left(\cos\omega t + \frac{\alpha}{\omega}\sin\omega t\right) = u_0 e^{-\alpha t}\,\frac{\cos\square\omega t - \varphi\,\square}{\cos\varphi} \tag{8}$$

przy czym wprowadzono kolejno pomocnicze oznaczenia:

- współczynnik tłumienia $\alpha = R/2L$
- pulsacja oscylacji $\omega = \sqrt{1/LC - \alpha^2}$
- kąt fazowy $\varphi = \mathrm{arctg}\,\frac{\alpha}{\omega}$

Dla zwodu klasycznego, w którym $L = 0$, $R = 0$, $1/C_i = 0$ występuje bezpośrednie połączenie zwodu z ziemią i napięcie u jest trwale równe zeru.

Na podstawie uzyskanej postaci rozwiązania dla napięcia, można wyznaczyć przebieg ładunku zgromadzonego na powierzchni zwodu. Z równania bilansu

$$Q = C_a(u - U_a) + C_0\,u = -C_aU_a + Cu \tag{10}$$

po uwzględnieniu (2), (8) otrzymuje się zależność

$$Q = -C_aU_a\left[1 - e^{-\alpha t}\,\frac{\cos\square\omega t - \varphi\,\square}{\cos\varphi}\right] \tag{11}$$

lub

$$\frac{Q}{Q_0} = 1 - e^{-\alpha t}\,\frac{\cos\square\omega t - \varphi\,\square}{\cos\varphi} \tag{12}$$

gdzie przez $Q_0 = -C_aU_a$ oznaczono ładunek zgromadzony w stanie ustalonym, który jest równy ładunkowi zwodu klasycznego (przy $u = 0$).

Jest widoczne, że prawa strona równania (12) osiąga wartość największą dla $\omega t_m = \pi$, która może być określona wzorem

$$k_m = \max_t\left[1 - e^{-\alpha t}\,\frac{\cos\square\omega t - \varphi\square}{\cos\varphi}\right] = 1 + e^{-\frac{\alpha}{\omega}\pi} \tag{13}$$

stąd przy $\alpha \approx 0$, wartość $k_m \approx 2$.

Można również bezpośrednim rachunkiem sprawdzić, że pochodna funkcji (12) jest zerem

$$\frac{d}{dt}\left[1 - e^{-\alpha t}\,\frac{\cos\square\omega t - \varphi\,\square}{\cos\varphi}\right] = 0 \tag{14}$$

gdy $\omega t = \pi$, co uzasadnia wzór (13).

Wyrażając wykładnik we wzorze (13) przez parametry R, L, C, otrzymuje się zależność

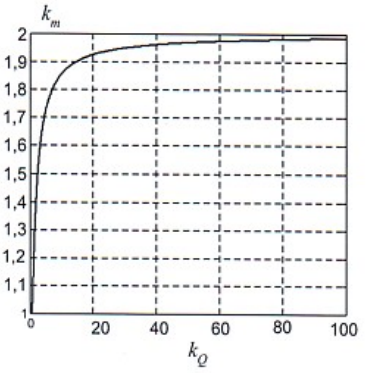
$$\frac{\alpha}{\omega}\pi = \frac{1}{\sqrt{4k_Q^2 - 1}} \tag{15}$$

gdzie współczynnik dobroci układu k_Q i rezystancja charakterystyczna ρ określone są wzorami

$$k_Q = \frac{\rho}{R} \tag{16}$$

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{17}$$

Na rysunku 2 przedstawiono wykres wartości maksymalnej k_m wyrażonej wzorem (13), jako funkcji współczynnika dobroci układu, obliczonej dla zakresu zmian $0{,}5 < k_Q < 100$.

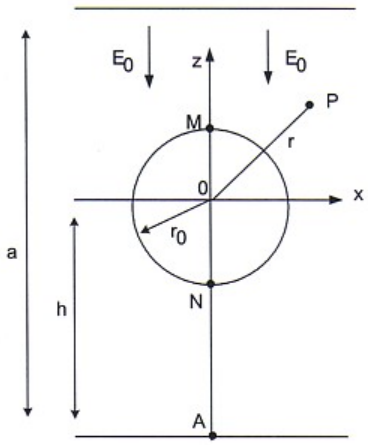


Rys. 2.
Wykres wartości maksymalnej k_m jako funkcji współczynnika dobroci k_Q

Z wykresu wynika, że dla współczynnika dobroci $k_Q > 15$ wartości maksymalne k_m leżą w przedziale $1{,}9 < k_m < 2$ – różnią się więc od wartości 2 mniej niż 5%. W praktyce współczynnik dobroci układu jest większy od 15, stąd wartość maksymalna ładunku zwodu aktywnego jest prawie dwukrotnie większa od ładunku zwodu klasycznego Franklina o identycznych C_0 i C_a.

Wyznaczanie rozkładu pola

Dla oceny ilościowej zjawiska wyładowania niezbędna jest bardziej szczegółowa analiza rozkładu pola. W tym celu wybrano przykład zwodu o kształcie sferycznym o promieniu r_0, umieszczonym w polu pierwotnym równomiernym o natężeniu E_0. Pozostałe przyjęte oznaczenia przedstawiono na rysunku 3. W sytuacji wyjściowej, odpowiadającej stanowi początkowemu, sfera przewodząca jest izolowana, o zerowym ładunku początkowym $Q(0) = 0$.



Rys. 3.
Przedstawienie zwodu w kształcie przewodzącej sfery w polu zewnętrznym E_0

Zgodnie ze znaną teorią [5, 6], przy przyjętych założeniach poszukiwany rozkład potencjału pola może być wyznaczony jako superpozycja pola zewnętrznego i pola dipolu punktowego [5, 6] i jest wyrażony wzorem

$$V = z\,E_0 - \frac{p\,z}{4\pi\,\varepsilon\,r^3} + \text{const} \quad r \geq r_0 \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \tag{18}$$

gdzie:
p – moment elektryczny dipolu punktowego,
ε_0 – przenikalność elektryczna próżni.

Na powierzchni kuli $r = r_0$, potencjał wyraża się wzorem

$$V_0 = z\,E_0 - \frac{p\,z}{4\pi\varepsilon r_0^3} + \text{const} \tag{19}$$

Przyjmując moment dipolu

$$p = 4\pi\varepsilon r_0^3 E_0 \tag{20}$$

uzyskuje się ekwipotencjalność powierzchni kuli V_0 = const.

Ustalając potencjał na powierzchni ziemi w punkcie A jako zero $V_A = 0$ dla $z = -h$, $r = h$, we wzorze (18) otrzymujemy

$$0 = (-h)\,E_0 - \frac{p(-h)}{4\pi\varepsilon(h)^3} + V_0 \tag{21}$$

stąd – uwzględniając (20) – wyznacza się potencjał sfery V_0

$$V_0 = hE_0\left(1 - \frac{r_0^3}{h^3}\right) \approx hE_0 \tag{22}$$

gdzie znak przybliżenia można stosować przy $r_0 << h$.

Uwzględniając zależności (18, 20, 22), otrzymuje się dla $r \geq r_0$ potencjał określony wzorem

$$V = zE_0(1 - \frac{r_0^3}{r^3}) + V_0 \tag{23}$$

Wyznaczony na podstawie powyższego wzoru rozkład linii potencjału, w centralnej pionowej płaszczyźnie przekroju, przedstawiono na rysunku 4. Największe natężenie pola w tym stanie występuje w punktach M, N powierzchni kuli i może być wyznaczone jako pochodna potencjału (23)

$$E_M = -\frac{\partial V}{\partial z} = -3E_0 \quad \square r = r_0\,,\ z = \pm r_0\ \square \tag{24}$$

Przy założeniu, że powierzchnia sfery nie jest neutralna ale naładowana ładunkiem Q, rozkład potencjału i wartości natężenia pola w punktach M i N wyrażają się zależnościami

$$V = zE_0(1 - \frac{r_0^3}{r^3}) + V_0 + \frac{Q}{4\pi\varepsilon}(\frac{1}{r} - \frac{1}{h}) \tag{25}$$

$$E_M = -3E_0 + \frac{Q}{4\pi\varepsilon r_0^2} \tag{26}$$

$$E_N = -3E_0 - \frac{Q}{4\pi\varepsilon r_0^2} \tag{27}$$

Z powyższych wzorów wynika, że przy ujemnym ładunku $Q < 0$ i $E_0 > 0$ natężenie pola osiąga większą wartość bezwzględną w punkcie górnym M niż wartość w punkcie dolnym N. Wartość ładunku Q, jaki dopłynie i zgromadzi się na powierzchni kuli, jest zależna od wymuszenia potencjału na jej powierzchni.

Rozpatrzmy dwa przypadki:

- Dla zwodu aktywnego – zgodnie z uzyskanym rozwiązaniem (8) w stanie nieustalonym – potencjał powierzchni kuli może uzyskać chwilową wartość przeciwną (zmienić polaryzację) w stosunku do potencjału stanu statycznego względem ziemi $V = -V_0$.
- Dla zwodu klasycznego potencjał powierzchni kuli przy bezpośrednim połączeniu z ziemią przyjmuje wartość zero $V = 0$.

Stąd – na podstawie równań (25) i (22) – w przypadku pierwszym ładunek wyraża się wzorem

$$Q_a = -2V_0\,4\pi\varepsilon\,(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{h})^{-1} = -8\pi\varepsilon\,E_0 r_0 h\,(1 + \frac{r_0}{h} + \frac{r_0^2}{h^2}) \tag{28}$$

a w przypadku drugim

$$Q_b = -V_0\,4\pi\varepsilon\,(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{h})^{-1} = -\,4\pi\varepsilon\,E_0 r_0 h\,(1 + \frac{r_0}{h} + \frac{r_0^2}{h^2}) \tag{29}$$

Uwzględniając obliczone ładunki Q_a i Q_b, wyznaczono rozkład potencjału na podstawie zależności (25), które przedstawiono na rysunkach 5 i 6.

Wartości maksymalne natężenia pola na powierzchni zwodów aktywnego i klasycznego wyrażają się wzorami

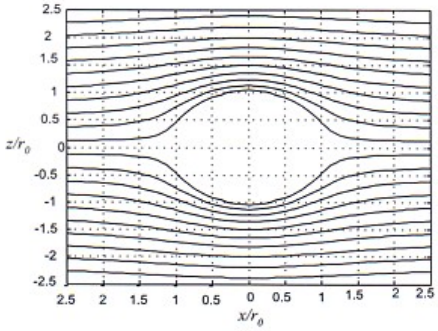
$$E_{Ma} = -3E_0 + \frac{Q_a}{4\pi\varepsilon r_0^2} = -\left[3 + 2\left(\frac{h}{r_0} + 1 + \frac{r_0}{h}\right)\right]E_0 \tag{30}$$

$$E_{Mb} = -3E_0 + \frac{Q_b}{4\pi\varepsilon r_0^2} = -\left[3 + \left(\frac{h}{r_0} + 1 + \frac{r_0}{h}\right)\right]E_0 \tag{31}$$

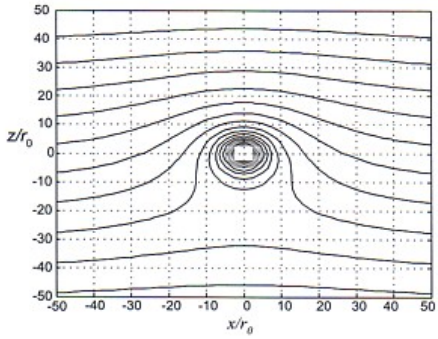
Ocenę stopnia koncentracji natężenia pola na powierzchni zwodu aktywnego i klasycznego, w stosunku do wartości pola pierwotnego wymuszenia, przedstawiają wyrażenia

$$k_{Ea} = \left|\frac{E_{ma}}{E_0}\right| = 3 + 2\,(\frac{h}{r_0} + 1 + \frac{r_0}{h}) \tag{32}$$

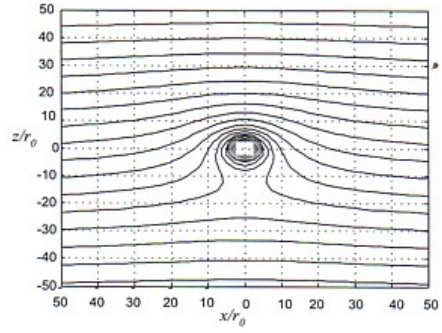
$$k_{Eb} = \left|\frac{E_{mb}}{E_0}\right| = 3 + (\frac{h}{r_0} + 1 + \frac{r_0}{h}) \tag{33}$$



Rys. 4. Wykresy kształtu linii ekwipotencjalnych w bardzo bliskim otoczeniu zwodu aktywnego, w stanie nienaładowanym, w polu zewnętrznym E_0



Rys. 5. Wykres kształtu linii ekwipotencjalnych w otoczeniu zwodu aktywnego w polu zewnętrznym E_0 w chwili maksymalnego przeładowania do potencjału ujemnego względem ziemi



Rys. 6. Wykres kształtu linii ekwipotencjalnych w otoczeniu zwodu klasycznego w polu zewnętrznym E_0 na potencjale ziemi

W przypadku bardziej ogólnym co do kształtu powierzchni zwodu, z liniowości zagadnienia wynika, że natężenie pola w punkcie M maksymalnej koncentracji złożone jest z dwóch składników: składnika proporcjonalnego do natężenia pola pierwotnego E_0 oraz składnika proporcjonalnego do największego ładunku zgromadzonego na powierzchni zwodu $Q = k_m Q_0$ – wzory (12) i (13)

$$E_M = \beta_E E_0 + \beta_Q Q = \beta_E E_0 + \beta_Q k_m Q_0 \qquad (34)$$

przy czym β_E, β_Q zależą od kształtu powierzchni zwodu.

Ładunek $Q_0 = C_a U_a = C_a a E_0$ jest również proporcjonalny do natężenia pola pierwotnego E_0. Stąd ostatecznie współczynnik koncentracji (32), (33) można wyrazić w postaci

$$k_E = \frac{E_M}{E_0} = k_{E1} + k_m k_{E2} \qquad (35)$$

przy czym:

$k_{E1} = \beta_E$ – współczynnik koncentracji pola w stanie statycznym, gdy zwód jest odłączony od ziemi (izolowany) ($Q = 0$),

$k_{E2} = C_a a \beta_Q$ – współczynnik koncentracji pola w stanie ustalonym, gdy zwód jest połączony na stałe z ziemią ($u = 0$),

k_m – współczynnik wartości maksymalnej stanu nieustalonego, wyrażonym wzorem (13).

Szacunkowo przyjmując $r_0 = 0{,}1$ m, $h = 10$ m, oblicza się z (32), (33) współczynniki koncentracji $k_{Ea} = 205$, $k_{Eb} = 104$. Prawie dwukrotnie większa koncentracja pola dla zwodu aktywnego jest czynnikiem zwiększającym skuteczność jego działania.

Przyjmując wytrzymałość powietrza $E_w = 30$ kV/cm, otrzymuje się wówczas pole zewnętrzne o wartości $E_0 = 30/205 \approx 15$ kV/m, które może być przyczyną rozwoju zjawiska pełnego wyładowania. Przy pułapie wysokości chmury $a = 0{,}5$ km, napięcie chmury względem ziemi wywołujące wyładowanie $U_a = E_0 a = 7{,}5$ MV. W rozpatrzonym przykładzie zwodu sferycznego dla tak określonych współczynników koncentracji (35) uzyskano wartości $k_{E1} = 3$, $k_{E2} = 101$, $k_m = 2$, $k_E = 205$.

Podane konkretne wartości powyższych współczynników zależą od kształtu geometrycznego zwodu i mogą być znacznie wyższe przy mniejszym promieniu krzywizny powierzchni zwodu (ostrza).

Wnioski

Uzyskany z przedstawionej analizy efekt podwyższenia koncentracji natężenia pola ($k_m \approx 2$) wynika fizycznie ze zjawiska zmiany znaku napięcia w czasie oscylacji stanu nieustalonego. W ten sposób potencjał zwodu staje się niższy niż potencjał ziemi, powodując przeładowanie (doładowanie) zwodu ładunkiem większym (prawie dwukrotnie) niż ładunek zwodu klasycznego. Istotną rolę w rozwoju zjawiska spełnia element indukcyjny.

Energetyczna interpretacja większej chwilowej energii pola elektrycznego wynika z dodania energii pola magnetycznego zgromadzonej w elemencie indukcyjnym. Wzrost koncentracji pola jest przyczyną zwiększonej jonizacji powietrza w otoczeniu zwodu i możliwości 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.

Zakończenie

Przedstawione wyżej rozważania potwierdzają w aspekcie teoretycznym większą skuteczność zwodu aktywnego w stosunku do zwodu klasycznego Franklina. W aspekcie praktycznym wymagane jest ich potwierdzenie eksperymentalne, z oceną statystyczną wyników. W tym celu należy utworzyć pole eksperymentalne złożone z jednakowej liczby zwodów klasycznych i aktywnych rozłożonych losowo, zaopatrzonych w mierniki wyładowań. Efektywne potwierdzenie skuteczności zwodów aktywnych uzyska się, gdy liczba wyładowań w zbiorze zwodów aktywnych przekroczy 50%.

LITERATURA

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

[2] Szpor S.: Ligthining protective zones. *Archiwum Elektrotechniki* 1979 nr 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 Konferencja „Urządzenia piorunochronne w projektowaniu i budowie". Kraków 2000

[5] Moon P., Spencer D. E.: Field Theory for Engineers. Princeton, New York 1961

[6] Łuczycki A., Skopec A.: Elektrotechnika teoretyczna. Teoria pola dla elektryków. Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1992

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