

Zanik ładunku na izolatorach kompozytowych

Streszczenie. Zbadano proces zaniku ładunku powierzchniowego na cylindrycznych kompozytowych izolatorach zawierających różne kombinacje materiałów rdzenia i płaszczu. Izolatory zostały poddane „punktowej” elektryzacji za pomocą wyładowania koronowego przy napięciu stałym. Wyniki badań wykazały zależność szybkości zaniku ładunku od materiału płaszczu jak i rdzenia przy czym transport ładunku ma miejsce głównie w płaszczu. Stwierdzono również wpływ interfazy rdzeń-płaszcz na szybkość zaniku ładunku.

Abstract. Surface charge decay process was examined on cylindrical composite insulators models with various combinations of core and housing materials. Insulator models were subjected to “point” electrification by DC corona discharge. The results showed that the rate of charge decay depend on the material of the core and the housing wherein the charge transport takes place primarily in the housing. It was also found the influence of core-housing interphase on the rate of charge decay. (**Charge decay on composite insulators**).

Słowa kluczowe: izolator kompozytowy, ładunek powierzchniowy, zanik ładunku, potencjał powierzchniowy.

Keywords: composite insulator, surface charge, charge decay, surface potential

doi:10.12915/pe.2014.10.04

Wstęp

Postępujący rozwój systemów przesyłu energii elektrycznej przy wykorzystaniu napowietrznych linii wysokiego napięcia stałego HVDC oraz wzrost znaczenia izolatorów kompozytowych [1, 2] wymagają zrozumienia fizycznych procesów prowadzących do gromadzenia się ładunku elektrycznego w izolatorach oraz jego zaniku. Powszechnie uważa się że ładunek powierzchniowy i/lub przestrzenny może być źródłem lokalnego pola elektrycznego na tyle dużego by wpłynąć na napięcie przeskoku izolatora [3, 4]. Odpowiednie badania obejmują pomiary rozkładu potencjału (ładunku) i jego ewolucji w czasie na trójwymiarowym modelu izolatora. Pomimo iż w pierwszym przybliżeniu zakłada się że dielektryki są obiektami ze stałym ładunkiem to ładunek umieszczony na powierzchni rzeczywistego dielektryka zanika z czasem. Powodem tego zjawiska są skończone wartości rezystywności skośnej i powierzchniowej materiału izolatora. Ponadto, jeśli izolator otoczony jest medium zawierającym jony (powietrzne), mogą one neutralizować ładunek na powierzchni próbki [5, 6, 7].

Modele izolatorów

Badania zostały przeprowadzone na kompozytowych modelach izolatorów o takiej samej geometrii i wymiarach. Model zawierał cylindryczny rdzeń pokryty płaszczem, przy czym oba elementy wykonane były z różnych dielektryków. Rdzenie wykonane z kompozytu szklano-epoksydowego (oznaczonego w tekście jako EG), kompozytu bazaltowo-epoksydowego (B) oraz poliamidu PA6 (PA) miały średnicę równą 20 mm. Warstwę wierzchnią (płaszcz) o grubości 2,5 mm wykonano przy użyciu technologii LSR (*Liquid Silicone Rubber*) oraz HTV (*High Temperature Vulcanization*). Przebadano ogółem 6 typów (kombinacji rdzeń/płaszcz) izolatorów oznaczonych następująco:

- EG-LSR; EG-HTV – modele z rdzeniem EG i płaszczem LSR lub HTV;
- PA-LSR; PA-HTV – modele z rdzeniem PA i płaszczem LSR lub HTV;
- B-LSR; B-HTV – modele z rdzeniem B i płaszczem LSR lub HTV.

Każdy model posiadał zamontowane typowe metalowe okucia po obu stronach. Odległość pomiędzy okuciami wynosiła 270 mm, a średnica dielektrycznego pręta łącznie z pokryciem (płaszczem) była równa 25 mm.

Właściwości elektryczne, tzn. względną przenikalność elektryczną ϵ i rezystywność skośną ρ_v zastosowanych materiałów (rdzenia i płaszczu) zebrano w tabeli 1, w której

przedstawiono również wartość makswelowskiej stałej czasu każdego materiału obliczoną z zależności:

$$(1) \quad \tau = \epsilon_0 \epsilon_w \rho_v$$

gdzie: ϵ_w – względna przenikalność elektryczna materiału, ϵ_0 – przenikalność elektryczna próżni, ρ_v – rezystywność skośna materiału.

Tabela 1. Właściwości elektryczne materiałów rdzenia i płaszczu

Materiał	ϵ [-]	ρ_v [Ωm]	τ [s]
HTV	3,8	$1,9 \times 10^{12}$	64
LSR	2,6	$2,1 \times 10^{13}$	483
PA	4,5	$3,8 \times 10^{11}$	15
EG	5,5	$1,2 \times 10^{12}$	58
B	5,2	$2,2 \times 10^{11}$	10

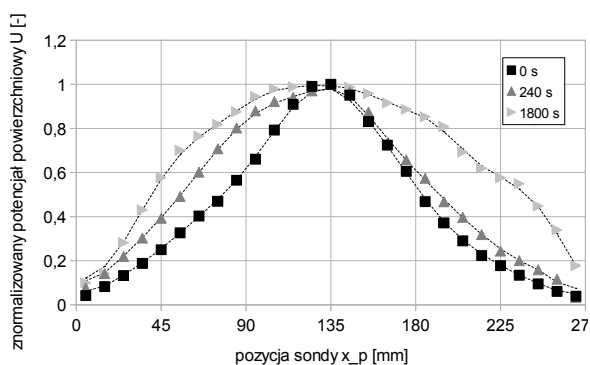
Układy pomiarowe

Modele izolatorów poddano punktowej elektryzacji wyładowaniem koronowym przy napięciu stałym. Jako elektrody koronowej użyto stalowej igły o promieniu równym 65 μm . Wszystkie modele były za każdym razem elektryzowane na środku długości. Przed każdą elektryzacją próbka była deelektryzowana w celu usunięcia niekontrolowanego ładunku resztkowego. Potencjał na próbce poddanej deelektryzacji nie przekraczał wartości ± 50 V i zwykle wykazywał znak ujemny.

Potencjał powierzchniowy i jego rozkład mierzono w sposób bezdotykowy, za pomocą miernika AC-feedback TREK – Hand-Held Electrostatic Voltmeter Model 520. Sonda miernika umieszczona była 7 mm nad powierzchnią izolatora. Podczas pomiarów izolator umieszczony był na przewodzących wspornikach. Całkowity czas trwania pomiaru rozkładu potencjału wzdłuż jednej tworzącej izolatora wynosił około 60 s.

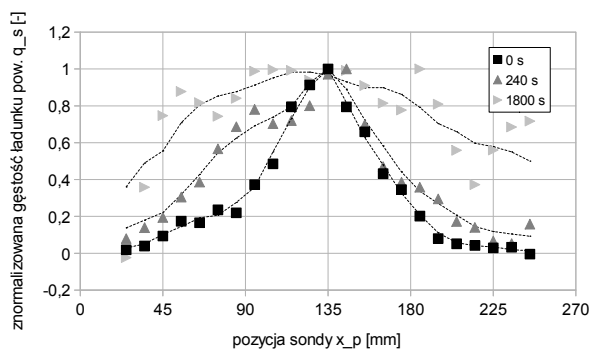
Wyniki pomiarów

Przykład zmierzonych typowych rozkładów potencjału oraz ich ewolucje w czasie na próbce typu EG-HTV (rdzeń szklano-epoksydowy pokryty płaszczem HTV) pokazano na rysunku 1. Pomiaru pierwszego rozkładu dokonano w czasie krótszym niż 10 s licząc od zakończenia procesu elektryzacji (usunięcia modelu z układu do elektryzacji ulotowej). Wyniki pomiaru pierwszego rozkładu zaznaczono na rysunku jako „0 s”. Próbkę elektryzowano przy napięciu ulotu $U_c = +5,5$ kV przez czas ulotu $t_c = 10$ s. Elektroda koronowa (igła) umieszczona była nad centrum próbki, w odległości $a' = 10$ mm od jej powierzchni. Elektryzacje modeli oraz pomiary wykonano w warunkach: temperatura powietrza $T = 20 \pm 2$ °C; wilgotność względna $h = 50 \pm 5$ %.



Rys.1. Rozkłady potencjału $U(x)$ znormalizowane do wartości maksymalnych – zmierzone na modelu EG-HTV. Warunki elektryzacji opisane w tekście

Ze względu na zależność potencjału powierzchni próbek (modeli) od ich umieszczenia w przestrzeni analizę wyników prowadzono w oparciu o wyznaczone rozkłady efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego. Rozkłady ładunku wyznaczano przy wykorzystaniu tzw. „Metody macierzy- Φ ” („ Φ -matrix”) [8]. Metoda ta pozwala na numeryczne wyznaczenie rozkładów ładunku na podstawie znajomości rozkładu potencjału, również dla układu 3D. W celu uproszczenia rachunków w obliczeniach założono, że rozkład ładunku nie zmienia się po obwodzie modelu. Wyniki obliczeń efektywnej gęstości ładunku pokazano na rysunku 2.



Rys.2. Rozkłady efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego $q_s(x)$, znormalizowane do wartości maksymalnych i wyznaczone dla modelu EG+HTV. Warunki elektryzacji podano w tekście

Otrzymane charakterystyki pokazują że ładunek nie tylko zanika w czasie, ale zmienia się również jego rozkład na próbce. Poszerzanie się rozkładu ładunku ze wzrostem czasu procesu zaniku sugeruje, że ładunek wprowadzony podczas elektryzacji migruje z miejsca wprowadzenia (centrum modelu) w kierunku obu uziemionych okuć.

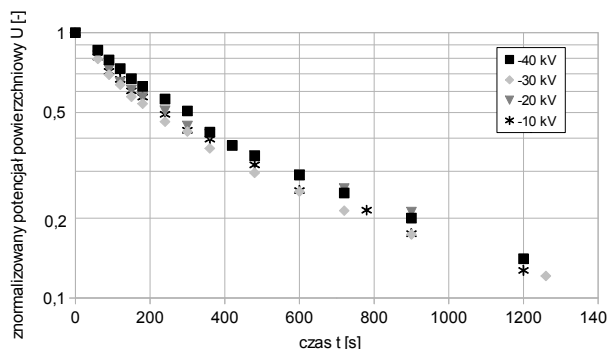
Ze względu na nieeksponeńcjalny charakter zaniku ładunku, jako parametr liczbowy charakteryzujący proces zaniku przyjęto czas pół-zaniku $t_{0,5}$ (czas, po którym wartość potencjału zmniejsza się do $\frac{1}{2}$ wartości początkowej). Pomiary wykazały że czas pół-zaniku $t_{0,5}$ nie zależy od napięcia elektryzacji U_e co przedstawiono graficznie na rysunku 3.

Wartości czasu pół-zaniku $t_{0,5}$ dla wszystkich modeli izolatorów zebrano w tabeli 2. Pierwszy pomiar potencjału wykonano po czasie $t=90\pm 10$ s od momentu zakończenia elektryzacji.

Zebrane w tabeli 2 dane pozwalają na sformułowanie następujących spostrzeżeń:

- na szybkość zaniku ładunku (potencjału) ma wpływ zarówno materiał rdzenia jak i płaszczka;

- modele z płaszczem LSR zazwyczaj charakteryzują się wyższym czasem pół-zaniku $t_{0,5}$ niż modele z płaszczem HTV;
- izolatory z rdzeniem bazaltowo epoksydowym mają zazwyczaj dłuższe czasy pół-zaniku $t_{0,5}$ niż izolatory z innymi rdzeniami i tym samym płaszczem;
- biegunowość ładunku nie wpływa na wartość czasów pół-zaniku $t_{0,5}$ dla izolatorów z płaszczem HTV ale ma znaczący wpływ na ten parametr dla izolatorów z płaszczem LSR.



Rys.3. Krzywe elektryzacji dla różnych napięć elektryzacji U_e dla modelu PA + LSR. Warunki: elektryzacja w centrum, czas elektryzacji $t_e=10$ s; odległość elektroda – powierzchnia modelu $a'=10$ mm

Tabela 2. Wartości średnie czasów pół-zaniku $t_{0,5}$ zmierzone dla wszystkich modeli izolatorów

typ izolatora	$U_e = +20kV$	$U_e = -30kV$
EG+LSR	1350	520
PA + LSR	900	200
B + LSR	750	1950
EG+ HTV	380	350
PA + HTV	390	415
B + HTV	520	720

Model zaniku ładunku

W warstwowej strukturze modelu izolatora kompozytowego obserwowany rozptył ładunku w kierunku okuć może potencjalnie występować w różnych ośrodkach jak (rdzeń lub płaszcz) i na interfejsie. Do bliższego scharakteryzowania drogi rozptyłu ładunku wykorzystano uproszczoną analizę szybkości jego zaniku ocenioną na podstawie modeli zaniku dla możliwych opcji. Przyjęto modele, w których:

1. Transport ładunku ma miejsce tylko w płaszczu. Charakteryzująca go stała czasowa określona będzie zależnością:

$$(2) \quad \tau_1 = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot D_2^2 \left(\frac{\rho_2}{D_2^2 - D_1^2} \right)$$

2. Transport ładunku następuje przez grubość płaszczka do interfejsu a następnie po interfejsie do okuć. Założono w nim, że interfejsa jest przewodząca. Przypadek opisuje stała czasowa:

$$(3) \quad \tau_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot D_2^2}{4l} \cdot \frac{\rho_1 (D_2 - D_1)}{a(D_2 + D_1)}$$

3. Transport ładunku przez grubość płaszczka do rdzenia a następnie przez rdzeń do okuć. Przypadek opisuje stała czasowa:

$$(4) \quad \tau_3 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot D_2^2}{4l} \cdot \left[\frac{\rho_1 (D_2 - D_1)}{a(D_2 + D_1)} - \frac{\rho_2 \cdot 4l}{D_1^2} \right]$$

gdzie: D_1, D_2 – średnice, odpowiednio rdzenia i całego rdzenia łącznie z pokryciem (płaszczem); a – szerokość obszaru pokrytego ładunkiem; ρ_1, ρ_2 – rezystywność skośna odpowiednio materiału rdzenia i płaszcza; l – długość drogi upływu ($1/2$ długości części dielektrycznej izolatora), ε – “średnia” wartość przenikalności elektrycznej materiałów rdzenia i płaszcza.

W każdym przypadku założono że pojemność pomiędzy obszarem, na którym zgromadzony jest ładunek a uziemionym otoczeniem jest taka sama. Dla uproszczenia obliczeń przyjęto ją równą pojemności kondensatora płaskiego, w którym średnica elektrod jest równa średnicy izolatora ($D_2=25$ mm) zaś odległość pomiędzy elektrodami jest równa połowie jego długości ($l=135$ mm). Kondensator wypełniony jest dielektrykiem o średniej przenikalności elektrycznej $\varepsilon=5$ (różne przenikalności dla rdzenia i płaszcza). Przyjęto że szerokość obszaru pokrytego ładunkiem wynosi $a=10$ mm. Obliczone wartości czasów pół-zaniku $t_{0,5}$ zebrano w tabeli 3.

Tabela 3. Wartości czasów pół-zaniku $t_{0,5}$ obliczone dla badanych modeli izolatora

typ izolatora	$t_{1,0,5}$ [s]	$t_{2,0,5}$ [s]	$t_{3,0,5}$ [s]
EG+LSR	8	26	1789
PA + LSR	8	66	1789
B + LSR	8	19	1789
EG+ HTV	0,7	19	162
PA + HTV	0,7	58	162
B + HTV	0,7	11	162

Porównanie pomiędzy wartościami czasu pół-zaniku $t_{0,5}$ zmierzonymi (przedstawionym w tabeli 2) oraz obliczonymi (podanymi w tabeli 3) prowadzi do wniosku że we wszystkich przypadkach transport ładunku ma miejsce głównie w warstwie płaszcza silikonowego. Znaczne różnice w otrzymanych czasach zaniku mogą wynikać zarówno z daleko idących uproszczeń w obliczeniach jak i być wyrazem istotnej roli interfezy rdzeń-płaszcz.

Analiza szybkości zaniku ładunku na modelach izolatorów pokazuje, że wyznaczone wartości czasu pół-zaniku $t_{0,5}$ są o rząd mniejsze niż maksymalne stałe czasu wyznaczone dla materiałów konstrukcyjnych modelu izolatora kompozytowego (tabela 1). Wydaje się, że w przypadku, kiedy rezystywność rdzenia jest mniejsza w porównaniu do rezystywności płaszcza wzrost stałej czasu zaniku może być opisany modelem z tzw. warstwą (interfazą) blokującą [9].

Wnioski

Wyniki badań otrzymane dla opisanych modeli izolatorów kompozytowych pozwalają na sformułowanie następujących wniosków:

- ładunek wprowadzony na próbkę rozplywa się w kierunku okuć (również po obwodzie);
- transport ładunku zachodzi głównie w warstwie powierzchniowej (płaszczu);

- zależność szybkości zaniku ładunku od materiału rdzenia wskazuje na istotny wpływ interfezy (rdzeń/pokrycie);
- interfeza wykazuje właściwości blokujące (mniej lub bardziej) dla transportu ładunku w kierunku normalnym do osi izolatora;
- blokujący charakter interfezy (przy wyższej konduktywności rdzenia w stosunku do pokrycia) prowadzi do wydłużenia czasu jego zaniku, w stosunku do maxwellowskiej stałej czasu [9].

Pracę wykonano w ramach projektu badawczego "Określenie roli ładunku powierzchniowego oraz przestrzennego na napięcie przeskoku modelu izolatora pracującego przy napięciu stałym" – umowa nr PLCRC/50004612/02/399/2014.

LITERATURA

- [1] Åström U., Lescale V. Verification of equipment for 800 kV HVDC, *International Workshop for Ultra High Voltage (UHV) Transmission Systems*, (2006)
- [2] Bahrman M. P., Johnson B. K., The ABCs of HVDC transmission technologies, *IEEE Power and Energy Magazine*, 5.2 (2007), 32-44
- [3] Kumara S., Alam S., Hoque I. R., Serdyuk Y. V., Gubanski S., DC flashover characteristics of a polymeric insulator in presence of surface charges, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 19.3 (2012), 1084-1090
- [4] Tenbohlen S., Schroder G., The influence of surface charge on lightning impulse breakdown of spacers in SF6, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 7.2 (2000), 241-246
- [5] Neves A., Martins H. J. A., Surface charging and charge decay in solid dielectrics, *IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Conference Record*, Vol. 2. IEEE, (1996)
- [6] Kindersberger J., Lederle C., Surface charge decay on insulators in air and sulfurhexafluorid - Part I: Simulation, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 15.4 (2008), 941-948
- [7] Kindersberger J., Lederle C., Surface charge decay on insulators in air and sulfurhexafluorid - Part II: Measurements, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 15.4 (2008), 949-957
- [8] Faircloth D. C., Allen N. L., High resolution measurements of surface charge densities on insulator surfaces, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 10.2, (2003), 285-290
- [9] Kacprzyk R., Influence of discharge conditions on the charge decay characteristics, *Journal of Electrostatics*, 68.2 (2010), 190-195

Autorzy: dr hab. inż. Ryszard Kacprzyk prof. PWr, Politechnika Wroclawska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: ryszard.kacprzyk@pwr.wroc.pl; mgr inż. Adam Pelesz, Politechnika Wroclawska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: adam.pelesz@pwr.edu.pl.