

Jacek Goliński

CAŁKOWITE ROZŁADOWANIE WTRĄCINY PRZEZ WYLADOWANIA NIEZUPEŁNE

1. Oznaczenia

- C - pojemność szeregowo dielektryka z wtrąciną
- C_c - C przy uwzględnieniu efektu krawędziowego
- C_p - C obliczana jest dla kondensatora płaskiego
- C_z - C obliczana z pomiaru q_m
- d - średnica wtrąciny
- E - naprężenie we wtrącinie
- E_0 - E przy progu wnz
- E_{PA} - E wynikające z krzywej Paschena
- EP - żywica epoksydowa
- f - częstotliwość doprowadzonego napięcia
- g - grubość dielektryka usytuowanego szeregowo z wtrąciną
- ϵ_1, ϵ_2 - grubość dielektryka nad i pod wtrąciną
- h - wysokość wtrąciny
- N_0 - liczba swobodnych elektronów zapoczątkowujących jonizację lawinową
- PE - polietylen
- q - ładunek pozorny wnz we wtrącinie
- q_m - q maksymalny zmierzony dla danej wtrąciny
- q_{mt} - q maksymalny teoretycznie możliwy
- U - napięcie panujące na wtrącinie

- U_{PA} - U odpowiadające krzywej Paschena
 U_{wo} - U przy progu, tuż przed powstaniem wnz
 ΔU - spadek napięcia na wtrącinie w wyniku powstania wnz
 ΔU_1 - napięcie impulsowe nałożone na stałe napięcie U
 w - wilgotność względna
wnz - wyładowania niezupełne
 α - współczynnik jonizacji Townsenda
 C - przenikalność dielektryczna ośrodka, w którym znajduje się wtrącina
 ϵ_0 - przenikalność próżni 8,85 pF/m.

2. Wstęp.

Celem niniejszej pracy jest - na podstawie analizy publikacji i własnych prac eksperymentalnych - określenie warunków sprzyjających występowaniu całkowitego rozładowania wtrąciny, tj. spełnienia warunku $q_m = q_{mt}$. Analizą tą są objęte tylko wnz powstające we wtrącinach gazowych pomiędzy ściankami z dielektryka stałego o ustalonej geometrii, dla którego można obliczyć C . Sposób obliczenia C wpływa decydująco na wartość q_{mt} , a nie został dotychczas wystarczająco wyjaśniony w literaturze, dlatego zostanie dalej omówiony szczegółowo. ΔU był analizowany w publikacjach wielokrotnie: w niniejszej pracy zagadnienie to jest nieistotne, ponieważ tematem jest występowanie $q_m = q_{mt}$, kiedy można przyjąć, że $\Delta U = U_{PA}$ dla wtrącin o polu jednorodnym lub $U = U_{wo}$ dla wtrącin o polu niejednorodnym. Obliczenie U_{wo} oparto na publikacjach poświęconych temu zagadnieniu [1,2]. W ten sposób oparto się na prostej zależności $q_{mt} = U_{wo} \cdot C_c$, co w większości analizowanych przypadków odpowiadało $q_{mt} = U_{PA} \cdot C_c$.

3. Obliczanie C_c dla wtrącin cylindrycznych

Jest rzeczą zaskakującą, że tylko w 2 publikacjach [3,4] uwzględnia się w obliczeniu C efekt krawędziowy, gdy w dziesiątkach innych trak-

tuje się C jako C_p . W referacie opublikowanym w 1978r, którego byłem jednym ze współautorów, stwierdzono, że w przypadku wtrącin cylindrycznych z umieszczoną wewnątrz nich metalową elektrodą następuje przy biegunowości dodatniej tej elektrody, niezależnie od kształtu jej zakończenia, pełne rozładowanie pojemności C_c [5]. Pojemność C_c obliczono zgodnie z [6] według wzoru 1

$$C_c = \frac{\epsilon_0 \epsilon \pi d^2}{4g} + 100\pi (d+g)(0,041\epsilon - 0,077 \lg g + - 0,109) \quad [\text{pF}] \quad (1)$$

Wymiary geometryczne - w m .

Wzór (1) można jednak stosować tylko wówczas, gdy $d > g$. W pozostałych przypadkach należy jednak stosować wzór (2) według [7]

$$C_c = \frac{4 \epsilon \epsilon_0 d}{1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{d}{\sqrt{d^2 + 16g^2}}} \quad (2)$$

W przypadku wtrącin cylindrycznej usytuowanej wewnątrz dielektryka wzory (1) i (2) mogą służyć do obliczenia pojemności składowych, a pojemność wypadkowa C_c jest ich szeregowym połączeniem.

4. Eksperymentalne stwierdzenie wartości q bliskich q_{mt}

Z występowaniem wnz we wtrącinie jest związany rozkład wartości q . Bardzo często q_m jest jednak znacznie mniejsze od q_{mt} .

Występowanie q_{mt} jest możliwe tylko przy występowaniu sprzyjających ku temu warunków i dlatego tylko w niektórych przypadkach zostało zaobserwowane.

W tabeli I podano kilka odpowiednich przykładów zaczerpniętych z literatury i własnych badań autora. Do danych zawartych w tabeli I są potrzebne dodatkowe wyjaśnienia. Wszystkie rezultaty poza pozycją 3, dla której pomiary przeprowadzono przy $f = 15$ kHz, są uzyskane przy $f = 50$ Hz. Występowanie $q_m > q_{mt}$ w pozycjach [4-6] należy tłumaczyć możliwością występowania poza obrębem wtrącin wnz ślizgowych między

Tablica 1

Parametry układów modelowych, w których $q \approx q_{mt}$

Lp.	Die- elektryk	-	d	g / $\epsilon_1 + \epsilon_2$ / mm	h	U _{wo} kVm	C _p pF	C _o pF	q _m pC	q _{mt} nC	Zródło
1	mlka	5,7	2,4	2x0,52	0,52	2,8	0,22	0,4	0,9	1,12	[8]
2	EP	4	3,0	5,0	1,75	3,6	0,05	0,5	1,75	1,80	[9]
3	PE	2,1	1,0	2x0,05	0,05	0,7	0,15	0,2	0,12	0,14	[10]
4	PE	2,1	10,0	2x0,85	0,85	4,0	0,85	1,2	4-11,5	4,8	[11]
5	PM	2,1	5,0	0,2	0,2	1,4	1,8	2,3	2,0-4,0	3,2	[12]
6	PE	2,1	5,0	2x0,2	0,2	1,4	0,9	1,15	0,3-4,0	1,6	[12]
7	EP	4,9	2,0	0,9	0,5	2,7	0,15	0,45	0,09-1,2	1,22	[13]
8	EP	4,0	3,5	2,0	0,2	1,9	0,17	0,67	1,2	1,3	
9	EP	4,0	3,5	2,0	1,0	1,4-1,8	0,47	0,67	0,8-1,7	0,9-1,2	
10	EP	4,0	3,5	2,0	2,0	5,8-8,1	0,17	0,67	3,9-5,4	2,5-4,5	

foliami PE, z których wykonano modele z wtrąciną. Podane w kilku miejscach zakresy danej wielkości dotyczą rezultatów uzyskanych dla kilku identycznych próbek.

5. Czynniki wpływające na występowanie $q_m = q_{mt}$

5.1. Rola atmosfery

Intensywność wnz jest związana z atmosferą, w której one powstają. Dotyczy to zarówno ciśnienia, jak i składu atmosfery. Istotną rolę odgrywają tu takie własności składników gazu, jak: elektryczność, wysokość poziomów wzbudzenia, przekroje czynne na promieniowanie jonizujące itp. Jedynym składnikiem, którego wpływ na q_m został zbadany, jest wilgoć. W przypadku wnz ślizgowych wilgoć prowadzi do zmniejszenia q_m , natomiast dla wnz we wtrącinach stwierdzono, że wzrost wilgoci ze stanu $w = 40\%$ do $w = 65-90\%$ powoduje pewien wzrost q_m w serii pomiarów [12]. O tym, że istotny wpływ na q_m mają gazowe produkty rozkładu dielektryków pod wpływem wnz, świadczy fakt, że występowanie $q_m = q_{mt}$ ma miejsce przede wszystkim we wtrącinach szczelnych. Potwierdzają to również badania z [12], jak i rezultaty S.Wyderki [14], zwłaszcza dla wtrącin sferycznych. W gazowych produktach rozkładu w zależności od bombardowanego przez wnz dielektryka należy się liczyć głównie z H_2 lub CO [15].

Na podstawie rezultatów badań autora wnz we wtrącinach w EP można przypuszczać, że istotny wpływ na występowanie $q_m < q_{mt}$ mogą mieć śladowe ilości takich gazów lub par jak utwardzacz żywicy przyklepiającej elektrodę metalową w sąsiedztwie wtrąciny [13] albo pary CH_3OH używanego do oczyszczania powierzchni próbek.

5.2. Położenie wtrąciny

Na podstawie danych w tabeli I można wysnuć wniosek, że sąsiedztwo elektrody metalowej z wtrąciną jest czynnikiem ułatwiającym pełne jego rozładowanie. Rezultaty badań z [12] i [14] potwierdzają to w pełni.

5.3. Wpływ czasu

Typową zależnością od czasu jest wzrost q_m w ciągu pierwszych kilku-nastu sekund względnie minut i wtedy może ewentualnie zostać spełniony warunek $q_m = q_{mt}$. Następnie q_m najczęściej maleje w funkcji czasu. Takie przebiegi były obserwowane przez autora przy pomiarach z [5], w nieopublikowanych badaniach Wyderki oraz przykładowo przez [12, 16 i 27].

5.4. Wpływ wartości szczytowej napięcia przemiennego

Regulacja U odbywa się zawsze w czasie, w związku z tym wpływ obu tych czynników nakłada się na siebie. Tym niemniej obserwacje autora z [5 i 13] oraz z innych źródeł, np. [12], nie opublikowane prace S. Wyderki świadczą, że zwłaszcza dla $d > 3$ mm, q_m wnz we wtrącinach wzrasta nieco z napięciem, przy czym wzrost ten na ogół jest wyraźniejszy dla U nieznacznie tylko przekraczających U_0 .

5.5. Wpływ częstotliwości doprowadzonego napięcia

Przeprowadzone pomiary zależności q od f w zakresie 0,1-50 Hz [18, 19] oraz w zakresie 50-1000 Hz [20] wykazały, że q_m rośnie w funkcji f dla wnz we wtrącinach. W każdym z tych przypadków, dotyczących badań wtrącin wewnątrz dielektryka występowało $q_m \ll q_{mt}$. Jedynie w przypadku badania tak samo usytuowanej wtrąciny, ale przy $f = 15$ kHz [10], stwierdzono $q_m \approx q_{mt}$. Natomiast dla $f = 0$, tj. napięcia stałego, q_m jest o rząd wielkości niższe niż w przypadku tych samych wtrącin przy napięciu przemiennym [21]. W badaniach tych stwierdzono również brak wpływu na q_m amplitudy napięcia stałego oraz położenia wtrąciny w stosunku do elektrody.

Badania Divensa [22] i potwierdzone po ok. 10 latach badania Nagaty [23] wykazały, że również przy napięciu stałym można doprowadzić do bardzo intensywnych wnz - i to przy E minimalnie przekraczających E_{PA} , jednak przy zastosowaniu ΔU_1 oraz naświetlaniu ultrafioletem powodującym powstanie lawin o $N_0 > 1$. Przez regulowanie ΔU_1 w gra-

nicach $/0,3 - 3\% / U_{PA}$ uzyskiwano nie tylko zmianę q proporcjonalną do ΔU_1 , ale stwierdzono również zmianę mechanizmu wzn. Wydaje się, że rola ΔU_1 polega nie na wpływie na α , ale na procesy wtórne na katodzie/płytkie szklanej/, a więc na ułatwieniu fotoemisji albo na powodowaniu rozpadu ujemnych jonów, np. powstałych w wyniku wychwytu elektronów wyemitowanych przez katodę pod wpływem ultrafioletu.

5.6. Wpływ napięcia uderowego

Napięcie uderowe nadaje się szczególnie dobrze do badania wpływu E na wartość q_m , ponieważ przy nim jest możliwe wywołanie we wtrącinach dziewiczych E znacznie przekraczających E_{PA} [24]. W takich przypadkach q_m wzrasta nieco więcej niż liniowo z h i E , jednak jest o wiele rzędów wielkości mniejsze, niż wynikałoby to z rozwoju lawiny w polu E na drodze h . Wydaje się, że warunki: $N_0 = 1$, $E > E_{PA}$ oraz $h < 0,3$ mm powodowały rozwój lawiny w na tyle krótkim czasie, że powstający w wyniku dyfuzji promień ładunku objętościowego lawiny był tak mały, że związane z ładunkiem E_{10k} było większe od E i uniemożliwiało dalszy rozwój jonizacji.

W tabeli 2 podano rezultaty w poz. 1-5 pomiarów q_m przy wyznaczaniu początkowej 50% wartości E_0 , dla jednej biegunowości napięcia. Po przyłożeniu 1000 uderów wartość E_0 spadała do E_{PA} i odpowiednio malało q_m . W pozycji 6 podano q_m przy zmienianej przy każdym uderze biegunowości. Tylko w tym przypadku dochodziło do pełnego rozładowania C_0 .

5.7. Wpływ przewodności powierzchniowej

Badania tego wpływu [11 i 12] wykazują liniową zależność q_m od oporności powierzchniowej dielektryka tworzącego ścianki prostopadłe [11] i równoległe [12] do linii pola elektrycznego.

6. Wnioski

Wydaje się, że czynnikiem decydującym o występowaniu $q_m = q_{nt}$ jest wystarczająca gęstość ujemnych jonów, na ściance izolacyjnej wtrąciny będącej katodą, których rozpad pod wpływem E oraz w wyniku bombardowa-

Tabela 2

Rozładowanie wtrącin w PE przy napięciu udarowym [23]

Lp.	d mm	h mm	$\xi_1 + \xi_2$ mm	C_p pF	C_c pF	C_z pF	C_z/C_c	E_0/E_{PA}	q_m pC
1	2,5	0,18	0,32	0,29	0,40	0,23	0,58	3,5	1150
2	0,5	0,3	0,2	0,018	0,045	0,019	0,42	4,5	260
3	0,5	0,08	0,42	0,009	0,038	0,014	0,37	4,9	66
4	0,5	0,18	0,32	0,01	0,039	0,021	0,54	3,5	134
5	3,8	0,25	0,25	0,84	1,01	0,44	0,43	5,4	4030
6	3,8	0,18	0,32	0,66	0,83	0,88	1,06	3,9	3180

nia fotonami stwarza wystarczającą liczbę elektronów pozwalającą na zapoczątkowanie jonizacji lawinowej przy $N_0 > 1$ oraz umożliwia powstanie elektronów fotosukcesorów. Tak zapoczątkowana jonizacja lawinowa, w przypadku pola jednorodnego powoduje powstanie kolejnych mikro-wyładowań w różnych miejscach wtrąciny. Mikro-wyładowania powstają w tak krótkich odstępach czasu, że są mierzone jako jeden q_m [24,25]. W przypadku wtrącin o polu niejednorodnym [5] kolejne mikrowyładowania powstają w miejscach o największym E , a do pełnego rozładowania dochodzi poprzez wyładowanie ślizgowe na dnie wtrąciny.

Wystąpieniu wyżej wyliczonych zjawisk sprzyja spełnienie następujących warunków:

- zmiana biegunowości doprowadzonego napięcia,
- odpowiednio wysoka częstotliwość powtarzania wnz,
- odpowiednio niska przewodność ścianki wtrąciny,
- atmosfera gazu łącznie z gazowymi produktami rozpadu dielektryka,
- lokalizacja wtrąciny przy jednej z elektrod.

Wymiary wtrąciny /dla $d < 10$ mm/ praktycznie nie odgrywają roli dla wystąpienia $q_m - q_{nt}$. Takie wielkości, jak: napięcie doprowadzane, temperatura i czas wpływają na q_m pośrednio poprzez wpływ na wyżej wymienione czynniki decydujące.

LITERATURA

1. Hall H.C., Russek R.M.: Discharge Inception and Extinction in Dielectric Voids. Pr. IEE P.II 1954, p.47 - 55.
2. Mitra G., Salvage B.: Electric Stress in a Circular Cylindrical Gaseous Cavity in Solid Dielectric, the Axis of the Cylinder Being Parallel to the Field. Prac. IEE, 1966, 113 p.931 - 935.
3. Bahder G., Dakin T.W., Lawson J.H.: Analysis of Treeing Type Breakdown CIGRE 1974, 15 - 05.

4. Welding H.: Internal Discharges in Spherical Cavities in Epoxy Resins. Elec.Pow.En.Dep. TU of Denmark Lyngby, p.134, Publ.77C2, 1977.
5. Sierota A., Zoledziowski S., Goliński J., Calderwood J.H.: Electro-Optical Studies of Discharges in Artificial Voids. Gas Discharges, IEE, 1978, Liverpool, p.185-188.
6. ASTM D-150: A-C Loss Characteristic and Dielectric Constant /permittivity/ of Solid Dielectric Insulating Materials. Part.29 p.70.
7. Ollendorff F.: Potentialfelder der Elektrotechnik. Berlin 1932.
8. Böning W.: Luftgehalt und Luftspaltverteilung geschichteter Dielektrika. Untersuchung der Entladungen in einzelnen Luftspalten bei ausseren Wechselfeld. Arch.f.El. 1963, 48,1, s.7-22.
9. Goffaux R.: On the Nature of Dielectric Loss in High-Voltage Insulation. IEEE Tr. EI-13, 1978, 1, p.1-8.
10. Charters J.S., Roaldset S.A., Salwage B.: Current Pulse Due to Discharges in Agaseous Cavity in Solid Dielectric. Electron. Letters, 1970 6, 18, p.569-570.
11. Karkainen S.: Multichannel Pulse Analyser in Partial Discharge Studies. Measuring Methods and Results of Studies. Int.H.V.Symp. 1975, Zurich, Rap.32-03 p.244-299.
12. Tanaka T., Ikeda Y.: Internal Discharges in Polyethylene with an Artificial Cavity. IEEE Tr. PAS-90 1971, 6, p.2692-2702.
13. Goliński J.: Badanie nad szkodliwością jonizacji dla izolacji epoksydowej z różnymi wypełniaczami. Dok.IEI. 1964 Nr.402/64, s.27.
14. Wyderka S.: Wpływ układu modelowego na intensywność wyładowań niezupełnych. Referat zamieszczony w niniejszym zbiorze.
15. Kammermaier J., Hagedorn H.: Chemische Umsetzungsprozesse bei Durchlägen in organischen Dielektrika. Siemens Forsch - u.Entwickl Ber. Bd2. /1973/ 1, 526-33.
16. Mason J.H.: The Deterioration and Breakdown of Dielectrics Resulting from Internal Discharges. Proc.IEE P.I., 1951 98, p. 44-59.
17. Griac J.: The Effect of Additivex on Extinction of Discharges in Voids in Polyethylene Insulation. IHV Sym. 1975 Zurich Rap. 5.1-02 p. 576-581.

18. Haga K., Yoneyama M.: On the Partial Discharge Characteristics of power Cables by Very Low Frequency high Voltage. J.IEE of Japan, July 1968 p.12-13.
19. Miller R., Black I.A.: Partial Discharge Measurements Over the Frequency Range 0,1 Hz to 50 Hz. IEEE Tr.EI-12 1977, p.225-233.
20. Hogg W.K., Walley C.A.: Breakdown of Insulation by PD. Influence of Supply Frequency on Discharge Characteristics. Proc.IEE 1970 117, 261-268.
21. Shihab S.: Teilentladungen in Hohlraumen von polymeren Isolierstoffen bei hoher Gleichspannung. Diss.TU Braunschweig 1972 s.39.
22. Divens J.C and all.: Research and Development on Corona Resistant Materials. 1962, ASD Tec.Rep. 61-693 US Air Force.
23. Nagata S., Nakayama H., Inuishi Y.: Overvoltage Dependence of par Partial Discharge in Composite Dielectrics. El.En. in Japan 1972, 92, 6, 35-45.
24. Densley R.J., Salvage R.: Partial Discharges in Gaseous Cavities in Solid Dielectrics under Impulse Voltage Conditions. IEEE Tr. E.I-6 1971 2, p.54-62.
25. Bagirow M.A., Nuraliew N.E., Kurbanow M.A.: Isledowanije razriada w wozdusznom zazorie ograniczennom dielektrikami i metodika opriedelenija czisla czasticznych razriadow. ZTF. 1972, 43, 3, s. 629-637.

Summary

FULL DISCHARGE IN VOID DUE TO PARTIAL DISCHARGES.

The author gives the formulae for calculating the capacitance in series with the void taking the edge effect component into account. Examples of the full void discharge by PD recorded by the author as well as calculated on the basis from published data are mentioned.

The void gas nature with various impurities, the time and nature of the applied voltage, its magnitude and frequency, the void wall conductance are essential in the analysed phenomenon. The negative ions density over the void dielectric wall being the cathode is considered decisive in this phenomenon. The electron detachment from negative ions under the electric field action starts a sufficiently intensive ionization.