

Barbara Florowska, Wiesław Syrek, Romuald Włodek

BADANIA MECHANIZMU SAMOWYGASZANIA ZA POMOCĄ  
POMIARÓW PRĄDÓW TERMICZNIE STYMULOWANYCH

1. Wprowadzenie

Samowygaszanie występujące w pewnych warunkach praktycznie we wszystkich materiałach i układach izolacyjnych, w których bada się wyładowania niezupełne, jest zjawiskiem niejednokrotnie utrudniającym interpretację wyników pomiarów, a także prowadzącym do ich niepowtarzalności. Zastosowanie pomiaru wyładowań niezupełnych jako kryterium stanu izolacji, bez uwzględnienia możliwości ich zanikania, może prowadzić do błędnych wniosków.

W mechanizmach samowygaszania wyładowań istnieje związek pomiędzy strukturą układu izolacyjnego, rodzajem wtrącin gazowych i innych niejednorodności a dynamiką zjawiska 1, 2 . Od rodzaju składników w strukturze warstwowej układu, ich odporności na działanie wyładowań, rozumianej również jako zdolność do trwałego wiązania ładunków na lokalnych poziomach energetycznych, zależy mechanizm samowygaszania wyładowań. W układach izolacyjnych, zawierających takie składniki jako folie poliestrowe i polipropylenowej, żywice epoksydowe, zanikanie wyładowań można łączyć z polaryzacją warstwową, absorpcją ładunków, a może nawet z właściwościami elektretowymi tych materiałów.

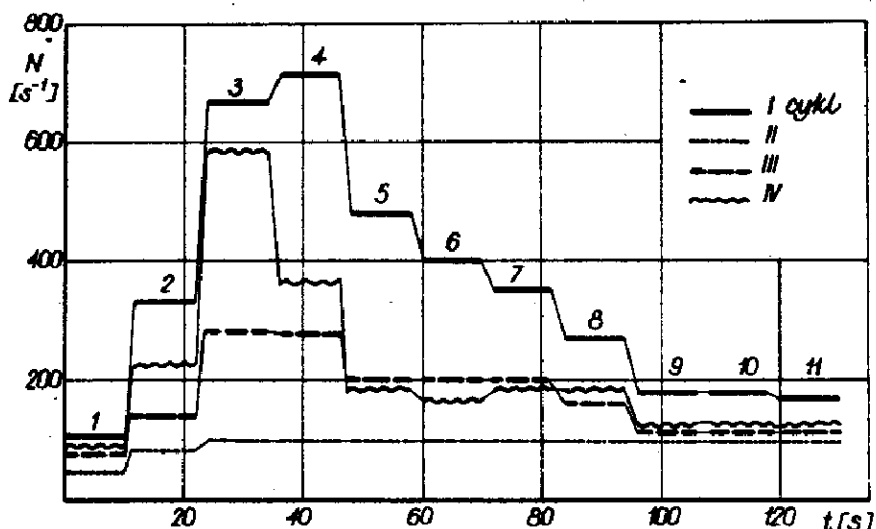
Na podstawie pomiarów prądów termicznie stymulowanych podjęto próbę ustalenia powyższego związku.

---

dr inż. Barbara Florowska, mgr inż. Wiesław Syrek, doc.hab. Romuald Włodek - Instytut Elektroenergetyki Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie.

## 2. Opis badań

W badaniach zastosowano próbki izolacji termoutwardzalnej, zawierającej jako składniki : folię poliestrową, papier mikowy i żywicę epoksydową, w których działaniu wyładowań towarzyszy ich samowygaszenie [2]. Próbki posiadały szczelinę gazową powstałą na styku warstw, przy czym zastosowanie elektrod pomiarowych o średnicy 4 cm umożliwiło działanie wyładowań na znacznej powierzchni  $/12,4 \text{ cm}^2/$ . Efekt samowygaszenia wyładowań przedstawiono na rys. 1. Badania metodą analizy wielokanałowej w czasie przy szerokości kanału równej 1 sek. wykazały brak powtarzalności wyników w kolejnych cyklach przy napięciu probierczym od  $U_0$  do  $6,5 U_0$ . Częstość sumaryczna wyładowań  $N$  wyznaczona przy wzrastającej wartości napięcia probierczego z rejestracją co 1 s. w ciągu 10 s. przy każdej, zwiększa się, a następnie maleje w pierwszym cyklu pomiarowym. W drugim natomiast częstość ta praktycznie nie zależy od napięcia i posiada wartość  $50 - 100 \text{ s}^{-1}$ .



Rys. 1. Zmiany częstości sumarycznych wyładowań w kolejnych cyklach przy  $U/U_0$  równym : 1 - 1,3; 2 - 2; 3 - 2,5; 4 - 3; 5 - 3,5; 6 - 4; 7 - 4,5; 8 - 5; 9 - 5,5; 10 - 6; 11 - 6,5, I cykl :  $t = 0$ , II -  $t = 2 \text{ min}$ , III:  $t = 15 \text{ min}$ , IV -  $t = 240 \text{ min}$ .

W kolejnych cyklach pomiarowych następuje stopniowy powrót do stanu wyjściowego, przy czym charakterystykę powrotną otrzymuje się po kilku do kilkunastu godzinach.

Podjęto próbę rozpoznania opisanego zjawiska przez pomiar prądów termicznie stymulowanych  $I_{TS}$ . Termogramy  $I_{TS}$  wyznaczono za pomocą elektrometru, umieszczając próbkę w odległości 1 mm od powierzchni elektrody pomiarowej i rejestrując zależność  $I_{TS} = f(\vartheta)$ , gdzie:  $\vartheta$  - temperatura próbki. Szybkość narastania temperatury  $d\vartheta/dt = \text{const}$  i wynosiła  $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$  w całym zakresie rejestrowanego widna. Odstęp powietrzny  $d$  pomiędzy powierzchnią próbki a elektrodą pomiarową przyjęto równy grubości próbki  $g$ . Gdy wymiary te są zbliżone otrzymuje się stosunkowo dużą wartość natężenia pola elektrycznego wewnątrz materiału, związanego z ładunkiem  $Q$  na jego powierzchni zgodnie z wzorem:

$$E = \frac{Q}{\epsilon_0 \left( \epsilon + \frac{g}{d} \right)} \quad (1)$$

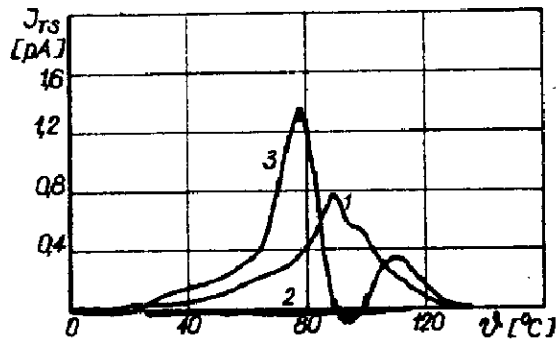
W ten sposób można zapewnić wpływ pola ładunków wprowadzonych na polaryzację orientacji w materiale i wykrycie tego wpływu w procesie termicznej depolaryzacji, jeśli temperatura aktywacji polaryzacji jest niższa od temperatury aktywacji ładunków wprowadzonych.

Termogramy  $I_{TS} = f(\vartheta)$  wyznaczono dla próbek izolacji termicznie dzielnej bez wewnętrznej szczeliny gazowej oraz dla próbek nadierających szczeliną gazową na styku warstw /R/ reprezentującą rozwarstwienie materiału, opisanych w [2]. W pierwszym przypadku działanie wyładowań niebezpiecznych miało miejsce w warstwie powietrza o grubości 1 mm pomiędzy powierzchnią próbki i elektrody wysokonapięciowej. Parametrami w pomiarach były: wartość natężenia pola elektrycznego i czas przerwy  $t_p$ , tj. czas od zakończenia działania wyładowań do rozpoczęcia pomiarów  $I_{TS}$ . Pomiaru właściwego poprzedzano wyznaczeniem termogramu  $I_{TS}$  stanu naturalnego materiału.

Na rysunku 2 przedstawiono termogram  $I_{TS}$  dla próbki materiału naturalnego poddanej działaniu wyładowań w warstwie powietrza, przy stosunku  $E_m/E_0 = 2,6$ , gdzie  $E_0$  - natężenie początkowe wyładowań,  $E_m$  - natężenie maksymalne bez wyładowań.

Zapis 1 przedstawia termogram materiału naturalnego, posiadający ekstremum przy temperaturze około  $95^{\circ}\text{C}$ . Po jednogodzinnej aktywacji termicznej, prowadzonej do temperatury  $200^{\circ}\text{C}$ , następuje praktycznie zanik prądu  $I_{TS}$  /zapis 2/. Rezultatem działania wyładowań przy napięciu równym 2,6 napięcia początkowego jest wnikięcie do materiału i osadzanie

w pułapkach pewnej ilości ładunku. Termogram wykonany bezpośrednio po ukończeniu działania wyładowań wykazał istnienie dwóch grup ładunków o różnych temperaturach aktywacji. Brak na razie danych do twierdzenia iż są to trzy oddzielne procesy: polaryzacji orientacji pod wpływem pola ładunków implantowanych i następującej po niej depolaryzacji oraz uwolnienia ładunków, jeśli temperatura aktywacji tego ostatniego procesu byłaby najwyższa. Dalsze badania powinny wyjaśnić ten mechanizm.



Rys.2. Termogramy  $I_{TS}$  dla materiału naturalnego. 1 - stan wyjściowy, 2 - po 1 h aktywacji termicznej w temperaturze  $200^{\circ}\text{C}$ , 3 - po działaniu wyładowań w czasie 2 min. przy  $E_m/E_0 = 2,6$  w powietrzu,  $t_p = 0$

Obliczono przybliżoną wartość energii aktywacji przy założeniu jednego czasu relaksacji z wzoru:

$$W = \frac{k \ln i_2/i_1}{1/T_1 - 1/T_2} \quad /2/$$

gdzie:  $i$  - prąd  $I_{TS}$  w temperaturze  $T$ ,  $k$  - stała Boltzmann.

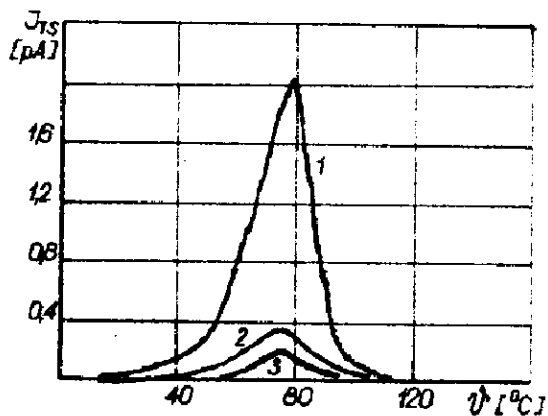
Dla procesu zachodzącego w temperaturze  $273 + 78 \text{ K}$  jej wartość wynosi  $0,6 \text{ eV}$ , dla procesu w temperaturze  $273 + 115 \text{ K}$  około  $0,9 \text{ eV}$ .

Odstęp czasu od zakończenia działania wyładowań do rozpoczęcia pomiaru  $I_{TS}$  posiada istotne znaczenie, wpływając na wartość tego prądu a zatem możliwość porównywania termogramów.

Na rysunku 3 przedstawiono termogramy  $I_{TS}$  próbek materiału naturalnego po różnym czasie przerwy  $t_p$ .

Porównanie termogramów na rysunkach 3 i 2 wskazuje na istnienie tylko jednej temperatury uwalniania ładunków, gdy zostały one wprowadzone

w 4-krotnie krótszym /30 s/ procesie działania wyładowań niezupełnych o takiej samej intensywności. Stosunkowo krótki /ok. 10 h/ czas trwania ładunków wskazuje na względnie niewielką głębokość ich osadzania. Można zatem przypuszczać, że istnieje korelacja między czasem przerwy  $t_F$  a czasem regeneracji właściwości materiału z punktu widzenia pomiaru wyładowań niezupełnych, co potwierdzają przedstawione na rys. 1 charakterystyki  $N = f U/U_0$ .



Rys.3. Termogramy  $I_{TG}$  dla materiału naturalnego po działaniu wyładowań w czasie 30 s przy  $E = 8 \text{ kV/mm}$ , 1 -  $t_P = 0 \text{ min.}$ , 2 -  $t_P = 50 \text{ min.}$ , 3 -  $t_P = 240 \text{ min.}$

Na rysunku 4 przedstawiono termogramy  $I_{TG}$  dla próbek materiału zawierającego szczelinę gazową, wyznaczone po różnym czasie przerwy /24 h i kilkaset h/.

Porównanie termogramów z rys. 4 i 3 wskazuje na znacznie większą trwałość ładunków wprowadzonych do materiału w wyniku działania wyładowań w wewnętrznej szczelinie powietrznej w porównaniu z trwałością ładunków implantowanych z zewnętrznego źródła wyładowań działających na powierzchnię materiału. Wydaje się, że decydujące znaczenia ma tutaj niewielka głębokość wnikania ładunków w drugim przypadku i zatem możliwość dyfuzji do powierzchni materiału. W pierwszym przypadku ładunki zostały osadzone w przybliżeniu w połowie grubości próbki, gdzie znajdowało się źródło wyładowań niezupełnych.

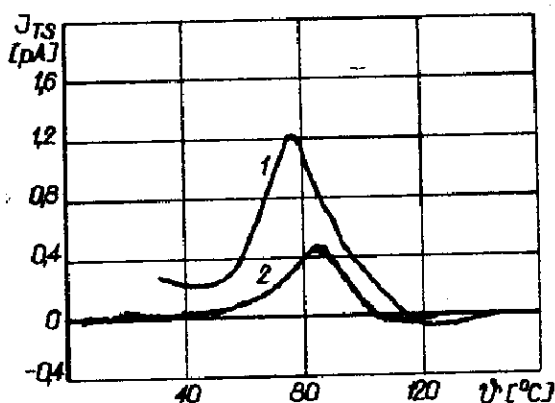
Termogramy  $I_{TG}$  na rysunku 4, wykonane po różnych czasach przerwy, wykazują przesunięcie maksimów ku wyższej temperaturze dla próbek

badanych po dłuższym czasie przerwy. W opisanym przykładzie różnica ta wynosi ok.  $10^{\circ}\text{C}$ . Interpretując ten fakt należy uwzględnić, że proces depolaryzacji nie odbywa się z jednym czasem relaksacji, lecz dla danego materiału czasy te tworzą zbiór wartości, a rejestrowany przebieg prądu jest efektem wypadkowym. Temperatura maksimum prądu dla ładunków o danym czasie relaksacji  $\bar{\tau}$  wynosi :

$$T_m = \sqrt{\frac{W b \bar{\tau}}{k}}$$

/3/

gdzie :  $W$  - energia aktywacji,  $k$  - stała Boltzmanna,  $b$  - szybkość podnoszenia temperatury.

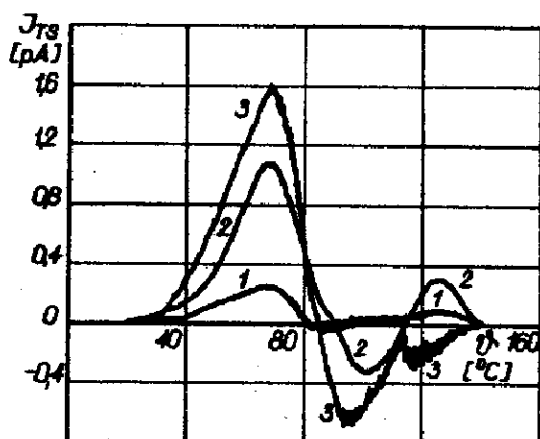


Rys.4. Termogramy  $I_{TS}$  dla próbek materiału zawierającego szczelinę gazową w której działały wyładowania niezupełne. Czas przerwy : 1 - 24 h, 2 - kilkaset h

Z upływem czasu przerwy zanikają najpierw składniki depolaryzacji o krótszych czasach relaksacji, a zatem zwiększa się udział składników o większych  $\bar{\tau}$  i dlatego temperatura maksimum wzrasta.

Na rysunku 5 przedstawić termogramy  $I_{TS}$  próbek, w których wyładowania niezupełne występowały w wewnętrznej szczelinie gazowej przy różnych wartościach natężenia pola elektrycznego, wyznaczone po czasie przerwy równym zero. Wzrost wartości natężenia pola elektrycznego, przy której następuje implantowanie ładunku, wpływa w badanym zakresie natężeń 2 - 4 kV/mm na wartość ekstremum prądu  $I_{TS}$  przy temperaturze  $75^{\circ}\text{C}$  oraz zmianę charakteru pozostałych. Możliwa wydaje się interpretacja przebiegu prądów  $I_{TS}$  otrzymanych po działaniu wyładowań niezupełnych

przy różnych wartościach natężenia pola elektrycznego, zakładająca, iż powyżej określonego natężenia pola zostają wprowadzone pod powierzchnię wtrąciny ładunki obydwu znaków i na różne głębokości. Byłaby również możliwa interpretacja, że minimum na termogramie jest efektem zachodzącej depolaryzacji w warstwach granicznych. Polaryzacja będąca jej przyczyną może się odbywać w materiale pod wpływem pola, które wywołuje wyładowania we wtrącinie. Wydaje się jednak, że czas działania pola /2 min./ jest w porównaniu z czasami relaksacji tych zjawisk zbyt krótki, aby mógł spowodować taki efekt. Dalsze badania są niezbędne dla wyjaśnienia tych procesów.



Rys.5. Termogramy  $I_{TG}$  dla próbki zawierającej szczelinę gazową po działaniu wyładowań w czasie 120 s przy natężeniu pola elektrycznego w materiale stałym : 1 - 2,1 kV/mm, 2 - 3 kV/mm, 3 - 4 kV/mm

### 3. Zakończenie

Wyładowania niezupełne w szczelinach gazowych w układach izolacyjnych mogą prowadzić do gromadzenia ładunków na poziomach energetycznych w obszarze pasma zabronionego, tzw. pułapkowych, zmieniając przez to rozkład pola elektrycznego w szczelinie. Może to prowadzić do stwierdzenia samowygaszania wyładowań.

Wydaje się, że istnieje związek pomiędzy czasem trwania nadmiarowego ładunku związanego czy też z czasem występowania polaryzacji dipolowej a czasem zaniku efektu samowygaszania.

1. Florkowska B., Zalewski J. : Investigation upon partial discharges in capacitors with polypropylene film with the use of multichannel analyser. CIGRE WG 15-05, September 1975.
2. Florkowska B. : O użyteczności pomiaru wyładowań niezupełnych dla oceny układów izolacyjnych. IV Symp. Problemy wyładowań niezupełnych w układach elektroizolacyjnych. Zakopane, kwiecień 1983.
3. Lechowski Z. : Zjawiska elektretowe w elektroizolacyjnych foliach poliestrowych wywołane działaniem wyładowań niezupełnych. Energetyka, Biuletyn Instytutu Energetyki, 1982, nr 6.
4. Cowell T., Woods J.: Brit.Journ.Appl.Phys. 1967 v.18 nr 8.