

Jan S. Brzosko, Eugeniusz Żukowski

WYŁADOWANIA ŚLIZGOWE W GAZACH - WYMIANA ŁADUNKÓW Z POWIERZCHNIĄ

Wstęp

Od kilku lat obserwuje się wzrost zainteresowania wybranymi problemami zachowania się ładunków na powierzchni dielektryków. Z jednej strony bada się elektrety - dielektryki stałe "pamiętające" ładunek przez długi okres dni czy nawet lat i znajdujące coraz to szersze zastosowania w elektronice, z drugiej - polimery - materiały charakteryzujące się dużą opornością powierzchniową i dające bardzo powtarzalne wyniki w specyficznych eksperymentach nad ładunkiem powierzchniowym. Większość stosowanych tutaj metod rejestruje prąd ładunków uwalnianych z powierzchni materiału poprzednio naładowanego, najczęściej w procesach koronowych wyładowań elektrycznych. Otrzymywane czasy zaniku ładunków zawierają się w granicy od kilkuset do kilku tysięcy sekund [6], [8], [9].

W przedstawionej pracy otrzymano krótkoczasowe zaniki ładunków w zakresie od kilku do kilkudziesięciu milisekund przy badaniu wyładowań ślizgowych na powierzchni próbek z dielektryka. Przedstawiono możliwe do przyjęcia interpretacje obserwowanych zależności, jako procesów uwalniania się ładunków z płytkich pułapek. Uzyskane wyniki są trakto-

Doc. dr hab. Jan S. Brzosko, mgr Eugeniusz Żukowski, Filia Uniwersytetu Warszawskiego w Białymstoku.

wane jako wstęp do dalszych szczegółowych badań w tym kierunku. Dotychczasowe dane literaturowe wskazują na brak jednoznacznego stanowiska w sprawie pułapek w dielektrykach. Przyjmuje się model pułapek o kilku wybranych poziomach w zakresie od dziesiątych części eV do kilku eV, jak również model pułapek równomiernie rozłożonych w przedziale energii wyższej niż kilku dziesiątych eV.

Model matematycznego opisu prądu rejestrowanego nad powierzchnią naładowanego dielektryka również nie został dotychczas jednoznacznie sformułowany.

Metody pomiarowe i wyniki

Czas zaniku ładunku z powierzchni dielektryka oszacowano dwiema niezależnymi metodami: historycznie pierwszą - metodą zmiennej częstotliwości napięcia oraz obecnie rozwijaną w systemie "on-line" z minikomputerem - metodą dwóch paczek napięcia. W obu przypadkach wyładowania ślizgowe traktowano jako źródło ładunków wbijanych w powierzchnię dielektryka, jak również jako środek detekcji nośników uwalnianych do powierzchniowej warstwy gazu otaczającego próbkę. Próbki o średnicy 20 mm i grubości 1 mm umieszczano pomiędzy cylindrycznymi elektrodami o średnicy 5 mm. Jako materiał do badań stosowano m.in. bakelit, teflon, plexiglas, szkło i kryształy ferroelektryczne ADP, KDP, TGS, sól Seignette'a. Pomiary przeprowadzono pod normalnym ciśnieniem w temperaturze pokojowej /niewielką ilość - w różnych temperaturach/, w atmosferze powietrza, argonu, azotu, tlenu, dwutlenku węgla. Wyładowania inicjowano napięciem zmiennym, o amplitudzie rzędu 10^3 V i częstotliwości w zakresie 20 Hz - 1 kHz.

Prawdopodobieństwo wyładowania ślizgowego $P(t)$ z dobrym przybliżeniem dla ogólności rozważań można zapisać w formie [3], [4]

$$P(t) = P_a \sigma_e(t) R(t) \cdot \text{const} \quad (1)$$

gdzie: P_a - prawdopodobieństwo na jednostkę czasu, że przyspieszony elektron zainicjuje wyładowanie,

$\sigma_e(t)$ - gęstość powierzchniowa elektronów w przy powierzchniowej warstwie gazu przed wyładowaniem,

$R(t)$ - promień krytyczny /maksymalny zasięg pola elektrycznego zdolnego jeszcze do zainicjowania wyładowania/.

Propagację pola elektrycznego na powierzchni próbki można opisać, stosując model układu zastępczego [5] w formie

$$E(x,t) = \sqrt{2} a U_0 e^{-ax} \sin(\omega t - ax + \frac{\pi}{4}) \quad (2)$$

$$a = (\omega \epsilon_0 \rho h^{-1})^{\frac{1}{2}} ; \quad \omega = 2\pi f$$

gdzie: U_0 - amplituda przykładanego napięcia,

x - odległość od krawędzi elektrody,

ϵ - stała dielektryczna próbki,

ρ - oporność powierzchniowa próbki odwrotnie proporcjonalna do

$$\sigma_e \quad \rho = \text{const} / \sigma_e ,$$

h - grubość próbki.

Przyjmując (i) - przybliżenie "ostrego obcięcia" dla $E(x,t)$ [7], które głównie zależy od wyrażenia ax /szybki spadek powyższej wartości promienia krytycznego R /, (ii) - proporcjonalność P_a do natężenia pola w stosowanym obszarze pól rzędu 10^5 Vcm^{-1} [1], (iii) - zależność odwrotnie proporcjonalną R od parametru a wynikającą z założenia (i), wyrażenie (1) upraszcza się do zależności

$$P(t) = \sigma_e(t) \cdot \text{const} \quad (3)$$

Otrzymany wynik wskazuje na proporcjonalność $P(t)$, a stąd i intensywności wyładowań, do gęstości powierzchniowej elektronów przy dielektryku.

W dalszej części pracy do określenia stosowanej wartości napięcia używa się oznaczenia $B = U_0^{inc} / U_0$ jako stosunku napięcia progowego na zainicjowanie wyładowania do amplitudy napięcia przykładanego na próbkę.

Na próbkę podawano napięcie w dwóch grupach sinusoid. Pierwsza grupa z dwoma cyklami i $B_1 = 0,95 - 0,5$ wywoływała wyładowania, które były źródłem nośników wbijanych do powierzchni. Intensywność wyładowań - N_2 w drugiej paczce, z 8 cyklami sinusoidy i $B_2 = 1 - 2$ /napięcie poniżej progu/ następującej po pierwszej po czasie Δt była pośrednio nośnikiem koncentracji elektronów pozostałych przez czas Δt po wyładowaniach z pierwszej grupy

$$N_2(\Delta t) = G_e(\Delta t) \cdot \text{const} \quad (4)$$

Zmieniając Δt otrzymano doświadczalną zależność, opisywaną przez funkcję

$$N_2(\Delta t) = N_0^{(1)} e^{-\frac{\Delta t}{\tau_1}} + N_0^{(2)} e^{-\frac{\Delta t}{\tau_2}} \quad (5)$$

gdzie $N_0^{(1)}, (2)$ - wielkość proporcjonalna do przypowierzchniowej gęstości elektronów bezpośrednio po pierwszej grupie napięcia związanych z mechanizmami zaniku, charakteryzowanymi przez czasy τ_1 i τ_2 .

Wyładowania ślizgowe były rejestrowane w układzie elektronicznym przedstawionym na rysunku 1 metodą detekcji błysków świetlnych towarzyszących wyładowaniom. Czas rozdzielczy układu wynosił $0,5 \cdot 10^{-6}$ s, częstotliwość napięcia sinusoidalnego 1 kHz, czas repetycji dwóch paczek - 5 Hz, możliwość zmian Δt w zakresie 1 - 70 ms.

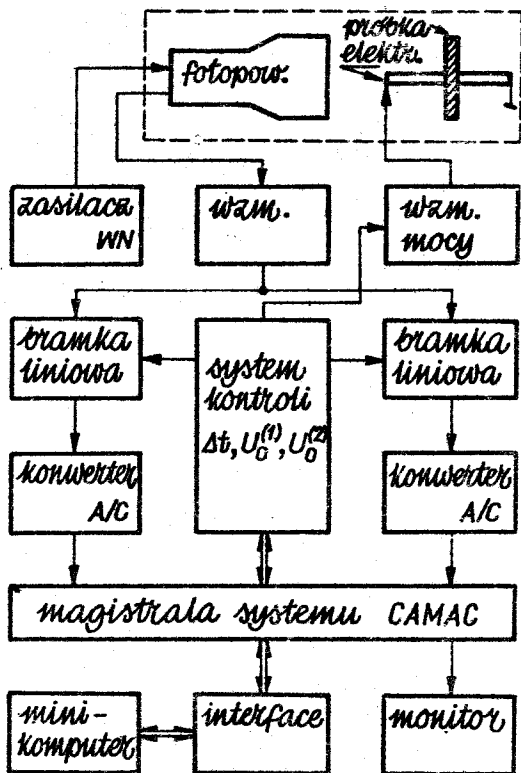
Metoda zmiennej częstotliwości napięcia

Równanie (2) może być zapisane dla promienia krytycznego w formie

$$E_0 = \sqrt{2} a U_0 e^{-aR} \quad (6)$$

Zakładając proporcjonalność maksymalnej amplitudy błysku - A do promienia krytycznego: $A = \beta R$ [2] i przyjmując $\ln a \approx \text{const}$, otrzymuje się

$$A^2 f = G \cdot \text{const}$$



Rys.1. Schemat układu pomiarowego do określania czasów zaniku ładunków z powierzchni dielektryka metodą dwóch paczek napięcia

Układ elektroniczny rejestrował rozkład maksymalnej amplitudy - A w zależności od częstości przykładanego napięcia przy stałej jego amplitudzie. Z danych doświadczalnych otrzymano zależność identyczną z równaniem (5) przy definicji czasu $\Delta t = \tau^{-1}$. Dane doświadczalne uzyskane z obu metod, zebrane w tabelach 1 i 2 oraz przykładowo przedstawione na rysunku 2, wykazują dwie składowe czasów zaniku ładunków, jedną z $\tilde{\tau}_1$ w przedziale 2 - 10 ms, drugą z $\tilde{\tau}_2$ w przedziale 30 - 90 ms. Wartość $\tilde{\tau}$ jest rosnącą funkcją amplitudy napięcia i masy cząsteczkowej gazu otaczającego próbkę oraz malejącą funkcją temperatury próbki. Należy dodać, że dla dużych napięć pierwszej paczki niektóre próbki wykazywały występowanie maksimum w krzywej zaniku w okolicy kilku ms /zob. rys.2/. Dodatkowe pomiary testowe wykazały ponadto brak wpływu na wartości $\tilde{\tau}$ przyłożonego dodatkowego napięcia

stałego dla próbek bezpostaciowych oraz zauważalny wpływ tego napięcia dla próbek z kryształów jonowych, gdzie \mathcal{E} jest funkcją polaryzacji materiału. Stwierdzono również brak wpływu częstotliwości przykładowego do próbki napięcia na wartości progowe napięcia inicjującego wyładowanie, co wskazuje na ustalenie się stanu równowagi pomiędzy ilością ładunku wnoszonego do próbki i wychodzącego z niej.

Tabela 1
Wartości czasów $\tilde{\tau}_1$ i $\tilde{\tau}_2$ dla próbki ADP w funkcji rodzaju gazu

B	CO ₂	Ar	O ₂	N ₂	H ₂
0.7	2.1	2.8	3.1	3.2	-
	42	30	40	37	33
0.9	4.2	-	4.6	4.3	-
	37	-	32	32	30

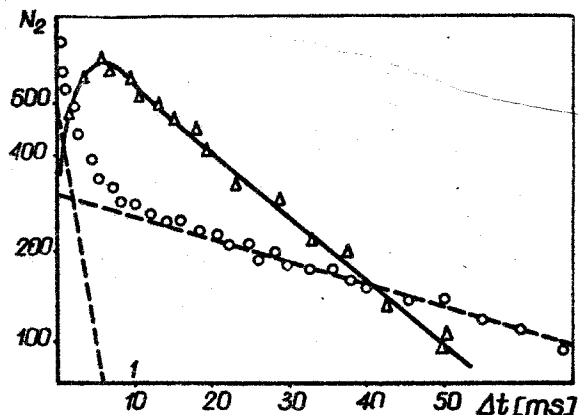
Tabela 2
Wartości czasów $\tilde{\tau}_1$ i $\tilde{\tau}_2$ otrzymane w argonie w funkcji rodzaju próbki

B	KDP	ADF	TEFL.	PLEXI	Bak.
0.7	2.9	2.8	3.8	8.7	1.5
	27	30	49	90	27
0.9	2.3	-	-	7.1	1.8
	20	-	-	60	22

Dyskusja

Z powodu niezależności czasu zaniku od polaryzacji próbki napięciem stałym mechanizm wbijania ładunków w jej powierzchnię musi być związany głównie z samym kanałem wyładowań, gdzie gęstość i energia elektronów wynoszą odpowiednio $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ i $kT \approx 2 \text{ eV}$ [1], [2]. Może to zachodzić przez (i) - wbijanie elektronów, które osiągnęły wysokoenergetyczny obszar rozkładu Maxwella, (ii) - rozpraszanie na powierzchni przyspieszonych w polu zewnętrznym elektronów pierwotnych, (iii) - radialne przyspieszenie jonów we własnym polu ładunków kanału plazmowego po odseparowaniu się elektronów.

Wykładniczy charakter otrzymanych zależności wskazuje na statystyczny charakter uwalniania się nośników ładunku z poziomów obsadzonych Boltzmanowsko. Mogą to być poziomy metatrwaie, pułapki elektronowe lub jonowe. Występowanie w badanym obszarze czasów, zaników z dwoma stałymi rozpadu różniącymi się o rząd wielkości, sugeruje przyjęcie dwóch



Rys.2. Wyniki pomiarów metodą dwóch pa-
czek napięcia dla
 $B = 0,7$ /kółka/.
Linie przerywane -
dopasowanie do
wzoru (5). Trójką-
ty i linie ciągłe -
dane doświadczalne
z dopasowania dla
 $B = 0,5$

modeli interpretacyjnych. W pierwszym należałoby zakładać niezależny rozpad dwóch stanów pułapkowych /np. elektronowych i jonowych/ z własnymi czasami zaniku lub dającym ten sam wynik procesu rozpadu w kaskadzie dwuetapowej z jednym czasem krótszym od drugiego. W drugim modelu należałoby zakładać tylko proces w szeregu dwuetapowym, np. uwalnianie się elektronów z pasma przewodnictwa po wzbudzeniu z pułapki po dysocjacji ujemnej molekuly lub jonu. Ten proces potwierdzałby wyniki z maksimum na początku zależności $N_2(\Delta t)$ zob. rys.2/, co można odtworzyć podobną regułą jak równanie (5) przy odpowiednich danych początkowych dla szeregu. Ze wstępnych danych z pomiarów temperaturowych, wykorzystując zależności czasów rozpadu poziomu pułapkowego od jego energii i temperatury, otrzymano głębokości pułapek rzędu 0,5 eV. Przedstawione wyniki na obecnym etapie nie pozwalają jeszcze na przyjęcie jednoznacznego stanowiska co do modelu zjawiska, niemniej jednak uzyskane dotychczas rezultaty wydają się być interesującym wstępem do dalszego badania efektów wymiany ładunków z powierzchnią dielektryka na drodze stosunkowo prostych doświadczeń.

LITERATURA

1. Brown S.C.: Basic Data on Plasma Physics. 1966, MIT Press, USA.
2. Brzosko J.S., Grudziński J., Sulżyk L. and Grudzińska E.: Influence of the Dielectric Surface on the Plasma Channel Properties in the Creep Discharge Process. Proc. III-rd Int. Conf. Dielectric Materials, Measurements and Applications, 1979, Birmingham, U.K.
3. Brzosko J.S., Żukowski E., Grudziński J., Żukowski W., Konarzewski A.: Probability of the Creep Discharge. Proc. XIV-th ICPIG, 1979, Grenoble.
4. Brzosko J.S., Żukowski E., Grudziński J., Żukowski W. and Konarzewski A.: Statistical Model of Creep Discharges in Air at the Dielectric Surface. IEEE Trans. EI, 1979, /przyjęto do druku/.
5. Busch K.: Elektrotech. Z.A., 92, 1971, 604.
6. Creswell R.A. and Perlman M.M., J. Appl. Phys., 41, 1970, 2365.
7. Klobukowska J. and Brzosko J.S.: Note on the Self-Sustaining Creep Discharges in Gas at the Dielectric Surface. Proc. XIV-th ICPIG, 1979, Grenoble.
8. Martin E.H. and Hirsch J.: Non - Cryst. Solids, 4, 1970, 133.
9. Wintle H.J.: J. Appl. Phys., 42, 1971, 4721.

Summary

CREEP DISCHARGES IN GASES - THE CARRIERS EXCHANGE ON THE SURFACE

The decay time of the carriers from the surface of the dielectric samples placed between cylindrical steel electrodes during the creep discharges at STP conditions in different gases was measured. The applied a.c. voltage amplitude and frequencies were of the order 10^2 V and 20 Hz - 1 kHz respectively.

Two component results with decay time in range 2 - 90 ms were obtained. This means that unknown up to now the new model of injection and evaporation of the carriers on the dielectric surface must be assumed. Two interpretation models of the results were proposed.