

Władysław Osak
Jan Handerek*

EFEKT ELEKTRETOWY W CYRKONIANIE OŁOWIU

1. W s t ę p

W ostatnich latach zainteresowanie badaniami własności elektretowych dielektryków ponownie wzrosło. Wiąże się to z coraz to większymi możliwościami praktycznego zastosowania elektretów /1,2/. Spowodowało to podjęcie szerokich badań nad efektem elektretowym w różnych grupach materiałów dielektrycznych. Postępy badań nad tym efektem zostały umożliwione dzięki dużym osiągnięciom w dziedzinie teorii ciała stałego jak i rozwojowi techniki i metodyki eksperymentu. Opracowano nowe teorie efektu elektretowego jak i nowe metody pomiaru wielkości służących do opisu stanu elektretowego dielektryków /3/. Zwłaszcza obiecująca metoda jonowo-termicznego przewodnictwa /ionic thermal/conductivity method/ opracowana przez Bucci i Fieschi /4,5,6/ może pozwolić opracować teorię mikroskopową efektu elektretowego.

Dane doświadczalne nie są kompletne a w niektórych przypadkach są nawet sprzeczne między sobą /7,8/. Podobnie podstawowe założenia teorii nie są w pełni potwierdzone danymi doświadczalnymi. Głównie jeszcze mało wiemy o mechanizmie powstania i prawach zaniku heteroładunku w różnych materiałach dielektrycznych, zwłaszcza ferroelektrycznych. Również mało zbadana jest dotychczas rola zjawisk absorpcji dielektrycznej w efekcie elektretowym.

2. E f e k t e l e k t r e t o w y

Próbka dielektryka obdarzona trwałą wewnętrzną polaryzacją nazywa się elektretem. Stan trwałej polaryzacji możemy osiągnąć na drodze różnych procesów fizycznych. Dlatego też niektórzy autorzy mówią raczej o stanie elektretowym dielektryka. Przez trwałą polaryzację wewnętrzną należy rozumieć taką polaryzację, która zanika wolniej niż by to wynikało

* Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego. Katowice.

z przewodnictwa ohmowego danego dielektryka. Stan elektretowy uzyskuje się między innymi w ten sposób, że próbkę dielektryka ogrzewa się do pewnej temperatury, przykładła pole elektryczne a następnie nie wyłączając pola ochładza się do niższej temperatury. Stan polaryzacji jaki osiągnie dielektryk w wyższej temperaturze zostanie w ten sposób w wielu materiałach dielektrycznych częściowo "zamrożony". Otrzymane w ten sposób po raz pierwszy przez Eguchiego /14/ elektrety nazywa się obecnie termoelektretami.

Wyczerpujące zestawienie prac wykonanych przez różnych autorów i omówienie różnych aspektów efektu termoelektretowego oraz jego powiązania z innymi anomaliami zachowania się dielektryków można znaleźć w pracach /9 - 13/.

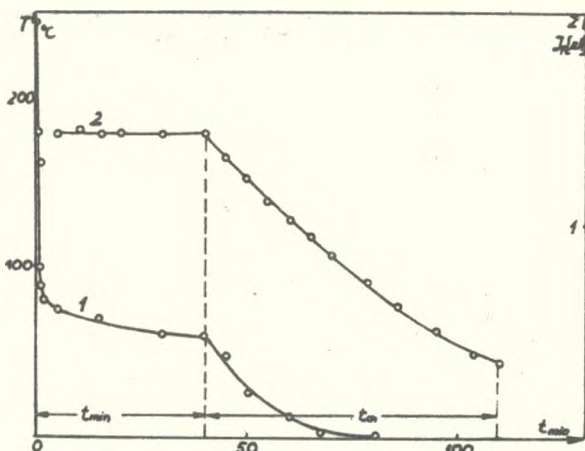
3. E l e k t r e t y c e r a m i c z n e

Prace nad efektem elektretowym w materiałach ceramicznych zapoczątkował Thickens i Macdonald /15/ obserwując ten efekt w BaTiO_3 . Efekt elektretowy w innych materiałach ceramicznych badali Borowski /16/, Bogorodicki /17/, Gubkin /18/, Kaukal /19/, Mazur, Hańderk i Piech /20/, Zajew i Kuzmina /21/, Weik i Lambert /22/. Ceramiczne materiały ferroelektryczne mają budowę polikrystaliczną o różnych typach struktury, przeważnie typu perowskitu. Wiązania w sieci krystalicznej mają charakter wiązań jonowo-kowalencyjnych. Przewodnictwo tych materiałów zmienia się w szerokich granicach /w temperaturze pokojowej od około 10^{-8} do $10^{-12} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ /. Nośnikami ładunku mogą być elektrony aniony i kationy wchodzące w skład dielektryka oraz nośniki wprowadzone do dielektryka z elektrod. Na ogół przeważa pogląd, że w materiałach tych występuje niesamodzielne przewodnictwo elektronowe /23/. W dielektrykach tych spotykamy krótkotrwałą polaryzację elektronową i jonową oraz długotrwałą polaryzację jonowo-relaksacyjną i polaryzację Maxwella-Wagnera. Wśród grupy dielektryków ceramicznych wyróżnić należy te, które posiadają własności ferroelektryczne wykazują ponadto wyraźny i trwały efekt elektretowy. Do nich należy między innymi BaTiO_3 a także cyrkonian ołowiu PbZrO_3 w którym obok fazy antyferroelektrycznej występuje faza ferroelektryczna /24/. Szczegółowe badania nad różnymi własnościami dielektrycznymi cyrkonianu ołowiu PbZrO_3 zostały przedstawione w pracach /25,26, 27/. Wyniki pomiarów prądów rozładowania w tym materiale przedstawił autor w poprzedniej pracy /28/. Celem niniejszej pracy jest próba znalezienia związku między zbadanymi uprzednio zjawiskami absorpcji dielektrycznej a efektem elektretowym w tym samym materiale.

4. Technika eksperymentu

Szczegółowo schemat urządzenia pomiarowego przedstawiono w poprzedniej pracy /28/. Wszystkie badania zawarte w niniejszej pracy przeprowadzono na próbce używanej w badaniach zjawisk absorpcji. Zabezpieczało to przed wpływem różnic własności różnych próbek i ułatwiało porównywanie wyników.

Aby otrzymać elektrety z próbki $PbZrO_3$ postępowano w następujący sposób. Najpierw ogrzewano próbkę do temperatury polaryzacji T_p bez przyłożonego pola. Z chwilą ustalenia się tej temperatury przykładano do niej pole o natężeniu $E_p = 2,5 \frac{kV}{cm}$. Polaryzacja przebiegała w dwóch okresach. W pierwszym okresie polaryzuje się próbkę w stałej temperaturze T_p w ciągu czasu t_{min} , który jak ustalono w poprzedniej pracy wydaje się być wystarczająco długi do pełnego spolaryzowania próbki. Następnie w drugim okresie nie wyłączając pola ochładza się próbkę do temperatury otoczenia /czas t_{ch} / stosując jednakową dla każdej temperatury polaryzacji szybkość ochładzania $2,5^\circ C/min$. W tym okresie następuje "zamrożenie" stanu polaryzacji. Całkowity czas polaryzowania $t_p = t_{min} + t_{ch}$ był prawie taki sam dla każdej temperatury i wynosił około 1,5 godziny. Dla kontroli rejestrowano przez cały czas polaryzowania prąd płynący przez próbkę J_p . Dla przykładu na rysunku 1 przedstawiono przebieg tego prądu dla temperatury polaryzacji $180^\circ C$.

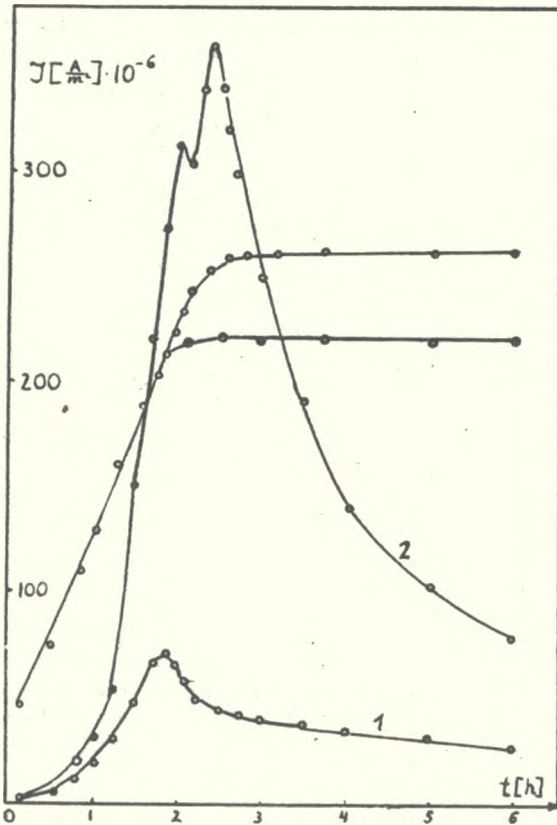


Rys.1.
Przebieg zmian temperatury /krzywa 2/ i prądu /krzywa 1/ podczas procesu formowania elektretu.

Aby zmierzyć ładunek zaabsorbowany w próbce stosowano metodę cieplnej depolaryzacji /29/. Po zakończeniu polaryzacji i po 10 min. zwarcia próbki ogrzewano ją do temperatury T_p w której była polaryzowana stosując

zawsze jednakową szybkość ogrzewania $2^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Następnie utrzymywano stałą temperaturę do czasu całkowitego zdepolaryzowania próbki rys.2. Przez cały czas depolaryzacji mierzono prąd $J_d/t/$ płynący w obwodzie zewnętrznym. Z wykresu zależności gęstości prądu depolaryzacji od czasu rys.2 krzywa 1 i 2/ można otrzymać przez całkowanie graficzne całkowitą polaryzację P_0 .

$$P_0 = \int_0^{\infty} J_d(t) dt \quad /1/$$



Rys.2.

Zależność prądu depolaryzacji elektretu od czasu dla próbki spolaryzowanej w temperaturze 220°C /krzywa 1/ i temperaturze 260°C /krzywa 2/.

Wykres ten składa się z dwóch części. Pierwsza część przedstawia zmiany gęstości prądu płynącego podczas ogrzewania próbki. Prąd w tym zakresie temperatur jest funkcją temperatury i szybkości jej zmian $\frac{dT}{dt}$. W drugiej części wykresu temperatura próbki jest stała a prąd jest funkcją czasu t . Dla tej drugiej części sporządzamy wykres $\ln J_d$ w funkcji t . Pozwala to nam obliczyć czasy relaksacji w wartości poszczególnych składowych polaryzacji P_i oraz porównanie ich z wynikami uży-

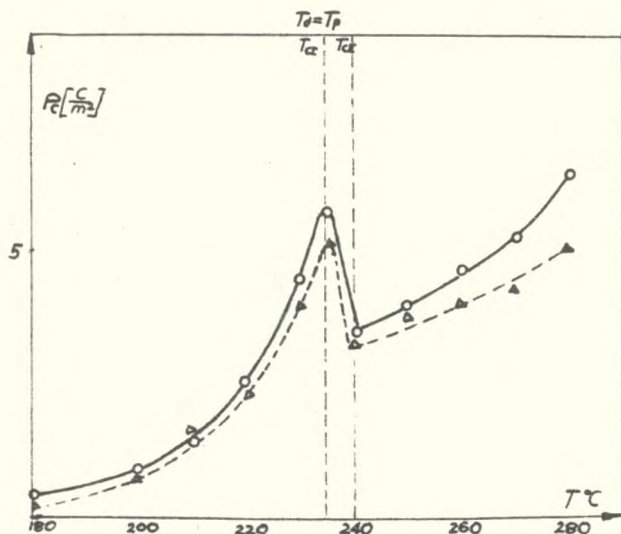
skanymi przy badaniu prądów rozładowania /28/. Próbki spolaryzowane w sposób opisany wyżej depolaryzowano w temperaturze równej temperaturze polaryzacji albo w temperaturze wyższej od tej temperatury.

5. W y n i k i p o m i a r ó w

a/ Depolaryzacja w temperaturze równej temperaturze polaryzacji

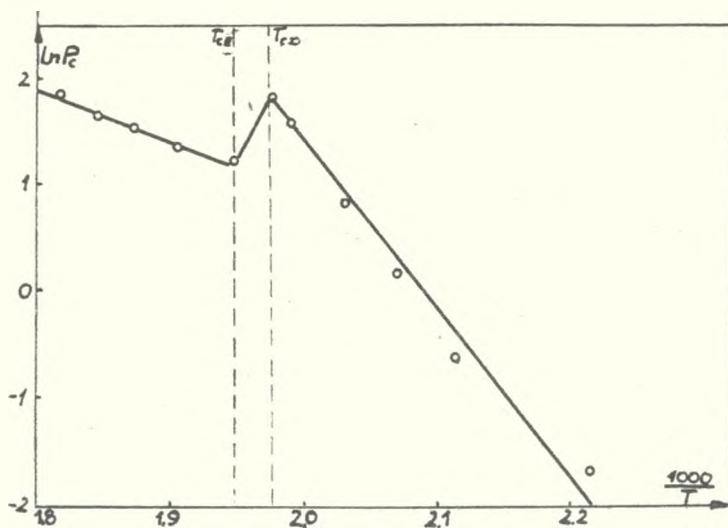
$$(T_d = T_p).$$

Na rys.2 przedstawiono dla przykładu wyniki pomiarów prądu depolaryzacji dla próbki spolaryzowanej w temperaturach $220^{\circ}C$ /krzywa 1/ i $260^{\circ}C$ /krzywa 2/. Dla temperatur depolaryzacji niższych od punktu Curie T_{CI} wszystkie krzywe mają przebieg podobny do krzywej 1; gęstość prądu rośnie do chwili ustalenia się temperatury próbki, po czym zaczyna maleć do zera. Jeżeli temperatura depolaryzacji $T_d > T_{CI}$ wtedy krzywe prądu depolaryzacji posiadają maksima lokalne w temperaturze T_{CII} i minima w temperaturze T_{CI} . Należy zauważyć, że położenie maksimum względnie minimum lokalnego nie zależy od temperatury polaryzacji próbki a właściwego dla $PbZrO_3$ położenia obszaru przemiany fazowej. Całkowanie graficzne krzywych $J_d(t)$ pozwala obliczyć polaryzację całkowitą P_c . Wyniki tych obliczeń dla poszczególnych temperatur polaryzacji przedstawiono na rys.3. Dla porównania na tym samym rysunku naniesiono trójkątami wartości polaryzacji całkowitej obliczonej poprzednio /28/, na podstawie pomiaru prądów rozładowania.



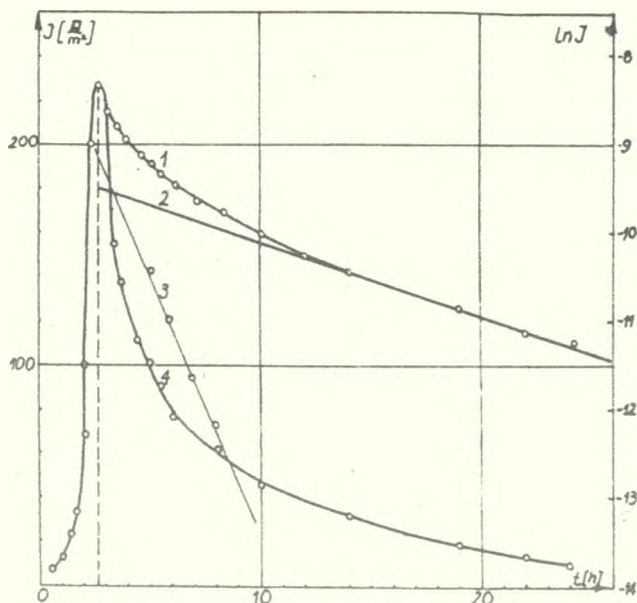
Rys.3.
Zależność wartości polaryzacji całkowitej od temperatury Δ - wartości polaryzacji obliczone w pracy /28/ \circ - wartości polaryzacji obliczone z efektu elektretowego.

Z rys.4, gdzie przedstawiono $\ln P_c$ w funkcji $1/T$ widzimy, że P_c ma charakter aktywacyjny. Energie aktywacji dla zakresów temperatur $T < T_{cII}$ i $T > T_{cI}$ wynoszą odpowiednio 1,3 eV, 0,4 eV.



Rys.4. Zależność $\ln P_c = f(1/T)$.

Jeżeli z wartości $J_d(t)$ mierzonych w ustalonej temperaturze sporządzimy wykres $\ln J_d(t)$ / Krzywa 1 rys.5/ to przekonamy się, że prąd depolaryzacji można przedstawić jako sumę dwóch prądów J_{2d} i J_{3d} każdy o przebiegu eksponencjalnym

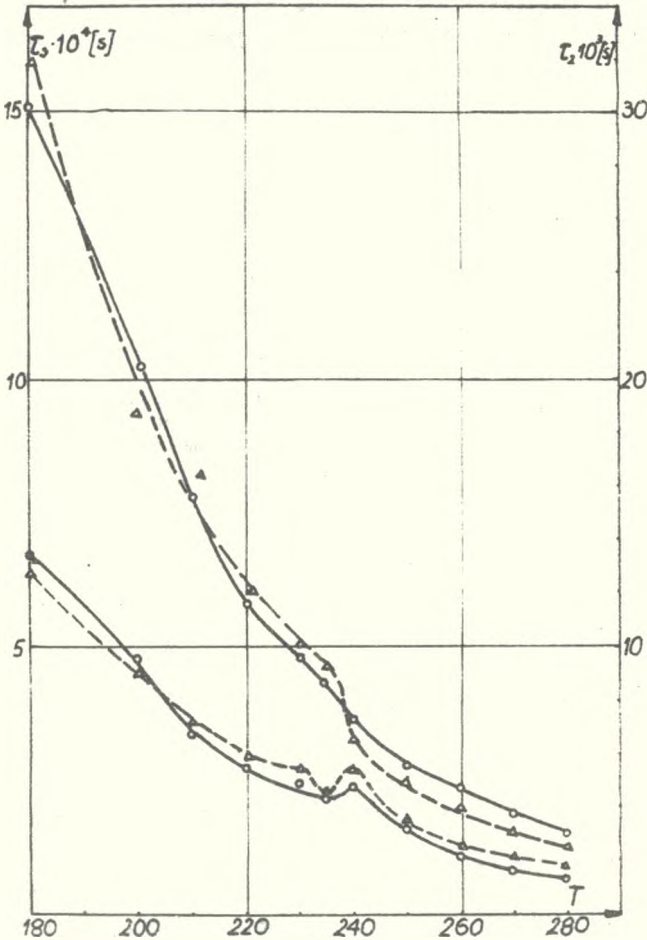


$$J_{2d} = J_{2d0} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad /2/$$

$$J_{3d} = J_{3d0} e^{-\frac{t}{\tau_3}} \quad /3/$$

Rys.5.
Zależność $\ln J_d(t)$. Temperatura depolaryzacji 230°C. Krzywa 2 odpowiada składowej prądu $J_{3d}(t)$, krzywa 3 składowej prądu $J_{2d}(t)$.

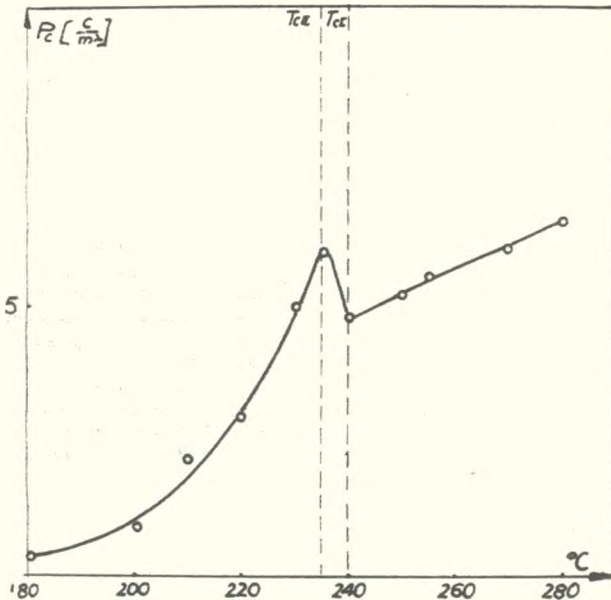
Składowe te wyznaczono metodą opisaną w poprzedniej pracy /28/ /rys. 5 krzywe 1 - 3/. Postępując tak samo dla innych temperatur depolaryzacji /równych temperaturze polaryzacji/ otrzymano dane do sporządzenia wykre-



Rys.6.
Zależność od temperatury depolaryzacji wartości czasów relaksacji poszczególnych składowych prądu depolaryzacji elektretu, o - wartości czasów obliczone z efektu elektretowego, Δ - wartości czasów obliczone z prądów rozładowania /28/.

su zależności czasów relaksacji obu składowych gęstości prądów funkcji temperatury $\tau_2(T)$ i $\tau_3(T)$ /rys.6 linie ciągłe/. Dla porównania na tym samym rysunku naniesiono także wartości czasów relaksacji dla poszczególnych temperatur obliczone uprzednio /28/ z pomiarów prądów rozładowania /rys.6 linie przerywane/. Widać, że wartości czasów relaksacji odpowiednich składowych obliczone dla danych temperatur na podstawie pomiarów prądów rozładowania i prądów depolaryzacji są sobie równe w granicach błędów doświadczalnych. Czasy τ_2 wykazują anomalię w obszarze przemiany fazowej, mianowicie dla temperatur T_{CII} , T_{CI} czasy relaksa-

cji $\tau_2^{T_{cII}} < \tau_2^{T_{cI}}$. Zwraca uwagę fakt, że w punktach T_{cI} i T_{cII} przewodnictwo elektryczne $PbZrO_3$ zachowuje się w tym zakresie temperatur odwrotnie a mianowicie w punkcie T_{cI} występuje minimum a w punkcie T_{cII} maksimum lokalne przewodnictwa /30/. Czasy relaksacji składowej P_3 wykazują w obszarze przemiany fazowej tylko trochę gwałtowniejszy spadek

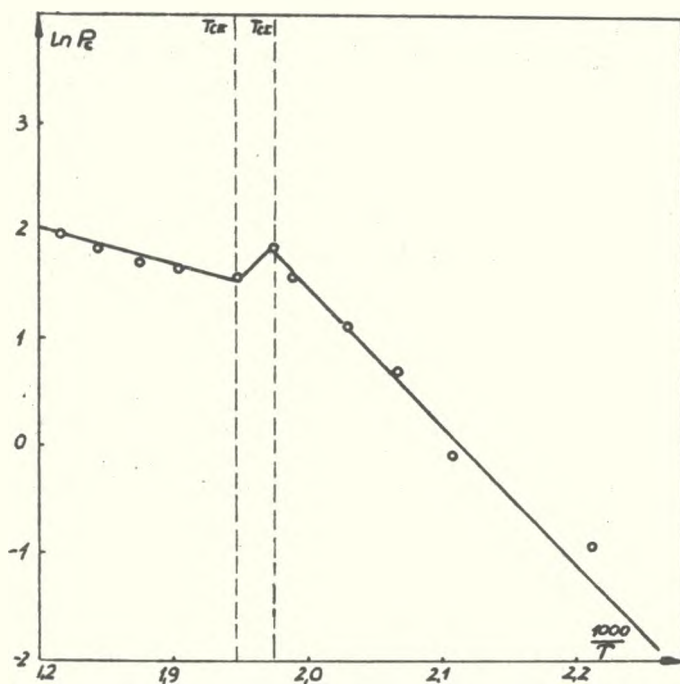


Rys.7.
Zależność wartości polaryzacji całkowitej od temperatury. Temperatura depolaryzacji elektretu T_d większa od temperatury polaryzacji T_p .

b/ Depolaryzacja w temperaturze wyższej od temperatury polaryzacji ($T_d > T_p$).

Przy niezmiennych dla każdej temperatury warunkach polaryzacji próbki depolaryzowano ją podobnie jak poprzednio przez powolne ogrzewanie lecz do temperatury T_d równej każdorazowo 280°C /wyższej od temperatury polaryzacji T_p /. Wyniki pomiarów opracowano w podobny sposób jak w punkcie a. Wyniki pomiarów P_c przedstawiono na rys.7. Wykres logarytm naturalny P_c w funkcji $1/T$ wykazuje, że również w tym przypadku P_c ma w przybliżeniu charakter aktywacyjny /rys.8/. Energie aktywacji dla zakresu temperatur $T > T_{cI}$ i $T < T_{cII}$ wynoszą odpowiednio $\varphi_2 = 0,3$ eV $\varphi_1 = 1,1$ eV. Wyniki pomiarów ujętych w punkcie b pozwalają nam wyciągnąć następujące wnioski:

a/ w prądzie depolaryzacji $J_d(t)$ poczynając od chwili gdy temperatura depolaryzacji T_d jest stała odnaleźć można dwie składowe prądu $J_{2d}(t)$ i $J_{3d}(t)$.



Rys.8. Wykres zależności $\ln P_c = f(1/T)$.

b/ Wartości czasów relaksacji tych składowych (τ_2 i τ_3) dla wszystkich temperatur polaryzowania próbki są takie same i równe w granicach błędu doświadczalnego czasom relaksacji dla temperatury 280°C /tabela 1 i rys.6/.

c/ Całkowity ładunek zaabsorbowany w próbce zależy od temperatury i warunków polaryzowania natomiast nie zależy od temperatury, w której dokonywano depolaryzowania próbki. Aby porównać wartości polaryzacji całkowitej wyznaczone z pomiarów prądów absorpcji w stałej temperaturze i prądów depolaryzacji /zarówno dla $T_d = T_p$ jak i $T_d > T_p$ zestawiono je w tabelce 1/. W tabelce tej zestawiono także czasy relaksacji poszczególnych składowych polaryzacji. Z tego zestawienia widać dla poszczególnych temperatur dobrą zgodność otrzymanych wartości czasów relaksacji, natomiast występują pewne niezgodności między wartościami polaryzacji całkowitej które będą przedyskutowane w następnym punkcie.

6. Dyskusja wyników

Czas T_{\min} ustalony z obserwacji prądów rozładowania jest jak sądzono najmniejszym czasem potrzebnym praktycznie do pełnego spolaryzowania próbki w określonej temperaturze polaryzacji i dla określonego natężenia pola polaryzującego. Czas $T_p = t_{\min}$ jak to wynika z rys.1 pokrywa się z czasem, który jest potrzebny do tego, aby prąd J_p płynący podczas polaryzowania próbki osiągnął wartość stałą. Uznano, że prąd J_p ma wartość stałą gdy zmiany tego prądu wynikłe z efektu absorpcji są mniejsze od zmian mogących pochodzić od wachania temperatury próbki/około $0,1^\circ\text{C}$ / i ewentualnych zmian napięcia stabilizowanego zasilacza. Prąd termicznej depolaryzacji rośnie w czasie ogrzewania próbki do momentu osiągnięcia przez nią stałej temperatury, po czym powoli maleje do zera.

T	Prądy rozładowania				Depolaryzacja w temp. polaryzacji $T_p = T_p$			Depolaryzacja w temp. wyższej od temp. polar. $T > T_p$		
	$T_1 \cdot 10^2$ [s]	$T_2 \cdot 10^3$ [s]	$T_3 \cdot 10^4$ [s]	P_c [$^\circ\text{C}/\text{m}^2$]	$T_1 \cdot 10^2$ [s]	$T_2 \cdot 10^3$ [s]	P_c [$^\circ\text{C}/\text{m}^2$]	$T_1 \cdot 10^3$ [s]	$T_2 \cdot 10^4$ [s]	P_c [$^\circ\text{C}/\text{m}^2$]
180	32	12,8	16,0	0,25	13,2	15,1	0,3	1,8	1,3	0,35
200	20	9,0	9,4	0,60	9,2	10,1	0,8	1,7	1,2	0,8
210	13	7,1	8,2	1,6	6,9	7,8	1,3	1,8	1,2	2,1
220	10	6,0	5,9	2,6	6,0	5,8	2,7	1,7	1,2	3,0
230	8,2	5,5	5,0	3,8	5,4	4,8	4,4	1,8	1,4	5,0
235	6,8	4,4	4,6	5,1	4,3	4,1	6,0	1,9	1,4	6,0
240	5,7	4,7	3,2	3,3	4,6	3,2	3,5	1,7	1,3	4,7
250	4,6	3,7	2,5	3,5	3,5	2,5	4,0	1,8	1,3	5,1
260	4,0	2,6	2,1	3,8	2,4	2,0	4,6	1,7	1,3	5,4
270	3,4	2,2	1,6	4,2	2,2	1,7	5,2	1,7	1,2	6,0
280	3,0	1,8	1,3	4,7	1,7	1,4	6,6	1,8	1,2	6,6

Analiza zmian czasowych prądu $I_d(t)$ dla ustalonej temperatury pozwala wykryć dwie składowe o przebiegu relaksacyjnym i obliczyć odpowiadające im czasy relaksacji. Porównanie tych wyników z odpowiednimi wartościami otrzymanymi pomiarów prądów absorpcji /tabela 1/ prowadzi do następujących wniosków.

1. W prądzie depolaryzacji obserwowanym przy ustalonej temperaturze występują dwie składowe o czasach relaksacji różnych w granicach błędu doświadczalnego dla każdej temperatury T_p odpowiednim czasom otrzymanych z pomiarów prądu absorpcji.

2. W prądzie depolaryzacji nie udało się wykryć składowej o najkrótszym czasie relaksacji τ_1 występującej w prądzie rozładowania. Składowa ta niewątpliwie występuje lecz zanika w czasie dogrzewania próbki.

3. Można przyjąć, że wartości P_c obliczone z pomiarów prądu rozładowania i prądów depolaryzacji termicznej są różne sobie dla każdej temperatury pomiaru w granicach temperatur od 200°C do 250°C . Dla niższych jak i wyższych temperatur obserwuje się jednak odstępstwa przekraczające błędy doświadczalne. Wartości polaryzacji całkowitej $P_c = P_1 + P_2 + P_3$ obliczone z prądów rozładowania w stałej temperaturze ze znajomości czasów relaksacji i wartości poszczególnych składowych dla $t = 0$ są mniejsze od wartości wyznaczonych na podstawie prądów depolaryzacji $P_c = \int_0^{\infty} I_d(t) dt$. Może to być spowodowane nieuwzględnieniem początkowego przebiegu prądu rozładowania. Jak to już zaznaczono wcześniej pierwszy odczyt był dokonywany po upływie jednej minuty po zakończeniu zwarcia próbki, które trwało także jedną minutę. Być może pominięto przez to inne jeszcze składowe polaryzacji całkowitej, które w wyższych temperaturach mogły mieć stosunkowo duże wartości, lecz krótkie czasy relaksacji. Przy oziębieniu próbki w procesie polaryzacji termoelektretu, czasy relaksacji tych składowych znacznie wzrosły, co sugerują dane na rys.6. W tym sensie uległy zamrożeniu nie tylko składowe obserwowane P_1 , P_2 , P_3 ale również składowe krótkookresowe, których przy stosowanej technice pomiarowej nie można było zaobserwować. W procesie depolaryzacji wydziela się również prąd związany z tymi składowymi polaryzacji. Innym bardzo istotnym powodem tego odstępstwa może być dobór czasu polaryzowania próbki stałej temperaturze t_{\min} . Tutaj zaznaczamy tylko, że sprawę tę należy rozstrzygnąć osobno dla każdej składowej polaryzacji. Niezgodności pomiędzy wartościami polaryzacji całkowitej obliczonej z pomiaru prądu rozładowania a wartościami znalezionymi z obserwacji prądów płynących podczas depolaryzowania próbki obserwowane w drugiej serii pomiarów /punkt b/ mają ten sam charakter. Jak wykazują wyniki tej pracy można przypuszczać, że w PbZrO_3 występują różnego rodzaju mechanizmy polaryzacji. Porównanie temperaturowych zmian czasów relaksacji τ_2 wykazuje, że dla składowych P_1 i P_3 charakter tych zmian jest podobny. Czasy te maleją mianowicie ze wzrostem temperatury, ale w obszarze przemiany fazowej spadek ten jest zwiększony. Składowa P_3 w tym obszarze zachowuje się odmiennie. Na podstawie charakteru tych zmian składową polaryzacji całkowitej P_2 można prawdopodobnie interpretować

jako polaryzację typu Maxwella-Wagnera. Czas relaksacji tego typu polaryzacji jest odwrotnie proporcjonalny do przewodnictwa $\tau \sim \frac{1}{\sigma}$. Porównanie zmian przewodnictwa próbki PbZrO_3 30 ze zmianami czasu relaksacji τ_2 /rys.6/ wykazuje wyraźnie, że czas ten rzeczywiście maleje ze wzrostem przewodnictwa. Podobnie jak przewodnictwo wykazuje w temperaturach T_{CII} i T_{CI} wyraźne anomalie. W temperaturze $T_{\text{CII}} = 235^\circ\text{C}$ przewodnictwo jest większe w porównaniu z przewodnictwem w wyższej temperaturze $T_{\text{CI}} = 240^\circ\text{C}$. Równocześnie jak należało oczekiwać, czas relaksacji odpowiadający temperaturze T_{CII} jest krótszy od czasu relaksacji dla temperatury T_{CI} .

Dużą rolę w procesie polaryzacji dielektryków polikrystalicznych odgrywają niewątpliwie zjawiska polaryzacji powierzchniowej stanowiące szczególny rodzaj polaryzacji Maxwella-Wagnera. Granice ziarn i inne defekty sieci są niejednokrotnościami, na których mogą gromadzić się ładunki. Migracja defektów punktowych i ładunków związanych z tymi defektami w obszary przyelektrodowe prowadzi do powstania ładunków przestrzennych. Stan elektretowy jak to wykazały badania Januzzi i Mascarenchausa /31/ może powstać w wyniku zamrożenia polaryzacji dielektryka, w którym tworzą się pary defektów typu jon domieszki i towarzysząca mu luka o ładunku przeciwnym. Taka para defektów zachowuje się jak dipol. Reorientacja takich dipoli względnie ich agregatów związana jest oczywiście z określoną energią aktywacji i określonym czasem relaksacji. Określoną rolę odgrywają też niewątpliwie nośniki prądu wstrzykiwane z elektrod do materiału próbki drogą emisji termopolowej. Obserwacje centrów barwnych na powierzchni próbki /17, 27, 32, 33/ potwierdzają takie przypuszczenia. Ładunki wprowadzone z elektrod w drodze emisji termopolowej kompensują częściowo ładunki polaryzacyjne i odpowiednio zmniejszają pole depolaryzacji pojawiające się po usunięciu zewnętrznego pola polaryzującego. Ich uwolnienie wymaga dostarczenia odpowiedniej energii cieplnej. W niskich temperaturach prawdopodobieństwo dostarczenia dostatecznie dużej energii w drodze fluktuacji jest odpowiednio małe. Ze wzrostem temperatury proces cieplnej generacji nośników pułapkowanych przez ładunki polaryzacyjne jest odpowiednio bardziej intensywny. Tak uwolnione ładunki swobodne mogą następnie dyfundować w kierunku gradientu ich koncentracji czyli w kierunku przeciwnych elektrod. Odsłonięta wskutek tego część polaryzacji zanika w drodze normalnych mechanizmów depolaryzacji również zależnych od temperatury. Nośniki wstrzyknięte z elektrod mogą w ten sposób spowalniać proces zaniku różnych rodzajów polaryzacji. Tłumaczyłoby to, przynajmniej częściowo długi okresowy efekt absorpcji dielektrycznej w badanym materiale. Przytoczony model zdaje się potwierdzać stwierdzony charakter zależności temperaturowej polaryzacji i czasów relaksacji jej składowych. Trudno w tej chwili określić mechanizm

poszczególnych składowych polaryzacji. Przedstawione wyniki pozwalają w każdym razie przypuszczać, że u podstaw zarówno stanu elektretowego jak i efektu absorpcji dielektrycznej, której przejawem są obserwowane długotrwałe prądy rozładowania leżą te same lecz różnorodne mechanizmy polaryzacji.

L i t e r a t u r a

- G.M. Sessler and J.E. West, J. Acoust: Soc. Am. 34, 1787 /1962/, 401433 /1966/.
- G.M. Sessler and J.E. West: J. Elektrochem. Soc. 115, 836 /1968/.
- Electret and Related Electrostatic Charge Storage Phenomana; L.M. Baxt and M.M. Perlmann Ed. A. Symposjum published by the Elektrochemical Society. _
- C. Bucci and R. Fieschi: Phys. Rev. Letters 12,16 /1964/.
- M. Beltrami, R. Capelleti and R. Fieschi: Phys. Letters 10,3 /1963/.
- C. Bucci, R. Fieschi and G. Guidi: Phys. Rev. 148, 816 /1966/.
- B. Gross and R.J. de Mareas: J. Chem. Phys. 37,710 /1962/.
- Von J. van Calker und W. Fröhlich Ann. der Phys. 4,216 /1959/.
- B. Gross: Charge Storage in Solid Dielectrics Elsevier Publishing Co. Amsterdam 1964.
- V.A. Johnson: Electrets, U.S. Government Research Rep. AD 299259 /1962/.
- Linden, Erik: G. Electrete, I.B.E. - Gonvention Record, Part 3, the Institute of Radio Enginners Nev York 1956.
- W.M. Fridkin i J.S. Żeludiew: Fotoelektrety i elektrofotograficzny proces. Izd. Akad. Nauk SSSR Moskwa 1960.
- F. Gutman: Rev. Mod. Phys. 20,457 /1948/.
- M. Eguchi: Phil. Mag. 49,178 /1925/.
- R.W. Thickers and R.J.: Macdonald Phys. Rev. 90,375 /1953/.
- Z. Borowski: Praca doktorska WSP Katowice 1967.
- N.P. Bogorodzicki, D.A. Tairowa i W.S. Sorokin: Fiz. Tver. Tela 6,2301 /1964/.
- A.N. Gubkin i G.S. Skanawi: Izw. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. 22,330/1958/.
- V. Kaukal: Silikaty /czeskie/ 11, Nr 1, 33 /1966/.
- Mazur, J. Hańderek, T. Piech: Acta. Phys. Polon. 36,31 /1969/.
- J.E. Zajew i R.P. Kuzmina: Izw. Wyż. Ucz. Zaw. Energetyka Nr 3,108/1966/
- H. Weik and V.L. Lambert: Phys. Rev. Letters 10,51 /1963/.
- W.M. Gurewicz: Elektroprowodimos Senietoelektrikow Izd. Kom. Stand. Mier i Izd. Prib. Moskwa 1969.

- F. Jona, G. Shirane, F. Mazzi, R. Pepinsky: Phys. Rev. 105,841 /1957/.
G. Shirane, E. Sawaguchi, Y. Takagi: J. Phys. Soc. Japan 6,208 /1951/,
Phys. Rev. 84,476 /1951/.
G. Roberts; J. Am. Ceramic. Soc. 33,63 /1950/.
J. Hańderek: Acta. Phys. Polon. 31,613 /1967/, 34,268 /1968/.
W. Osak: Zeszyty Naukowe WSP Kraków 1973.
H. Frei und G. Groetzinger Phys. Zeits. 37,720 /1936/.
J. Hańderek: Phys. Status. Solidi 21,232 /1967/.
N. Januzzi and Mascarenbas: J. Electrochem. Soc. 115,382 /1968/.
Jacenko A.E.: Izv. A.N. SSSR. Ser. Fiz. 24,1308 /1960/.
M.S. Kosman i B.W. Bursian: Izv. A.N. SSSR Ser. Fiz. 115,1483 /1957/.

ELECTRET EFFECT IN PbZrO₃

A b s t r a c t

Thermoelectre properties were induced in polycrystalline PbZrO₃. The thermal depolarization method was applied to the charge evaluation absorbed in the process of electret forming. Measurements were carried out near the phase change points /180°C - 280°C/. The thermoelectret was depolarized either in the polarization temperature or above this temperature. The evidence of the polarization on temperature is given. The cooling rate does not influence polarization. Depolarization current/analyzed after temperature of thermoelectret depolarization is stabilized/ has two exponentially decaying components. Relaxation time values of the corresponding current components for given temperature, measured with use of thermoelectret and discharge current methods are equal. Electret polarization value does not depend on the rate of depolarization and the depolarization temperature. The relaxation time of depolarization current components depends on the temperature of thermoelectret depolarization process.

"Электретный эффект в "цирконате" свинца"

Резюме

В работе получены термоэлектреты из поликристаллического Абсорбционный заряд измерено, используя метод термичной деполяризации в окружении точек фазовой перемены /с 180° до 280° /. Деполяризация термоэлектрета сделана как в температуре поляризации электрета так и выше её. Оказалось, что величина поляризации электрета зависит от температуры его формирования и не зависит от скорости охлаждения.

Ток деполяризации термоэлектрета разделяется на два компонента, исчезающие экспоненциально. Времена реляксации соответствующих компонентов тока, полученные с электретового эффекта и с измерений токов разрядка - одиноковые.

Величина поляризации электрета не зависит от скорости и температуры деполяризации. Время реляксации компонентов тока деполяризации термоэлектрета зависит от температуры, в которой производится деполяризация.