

Tadeusz ZAKRZEWSKI

TEMPERATUROWA ZALEŻNOŚĆ PRZEWODNICTWA ELEKTRYCZNEGO  
KRYSZTAŁÓW JONOWYCH NA PRZYKŁADZIE KRYSZTAŁU KDP

**Streszczenie.** W pracy omówiono rodzaje przewodnictwa elektrycznego kryształów jonowych jak również prawdopodobny mechanizm przewodnictwa elektrycznego. W oparciu o przyjęty model przewodnictwa jonowego wyprowadzono wyrażenie określające zależność temperaturową przewodnictwa dla przypadku słabych pól elektrycznych. Otrzymany wzór teoretyczny porównano z otrzymanymi wartościami doświadczalnymi i stwierdzono dobrą jego zgodność z doświadczeniem. Stwierdzono także słuszność prawa Ohma dla przewodnictwa jonowego w zakresie temperatur 15-95°C.

Wyznaczono również wartość energii aktywacji dla procesu przewodnictwa i stwierdzono, że nie zależy ona od przyłożonych pól elektrycznych w zakresie 20-500 V/cm.

W badanym zakresie temperatur występuje tylko jeden mechanizm przewodnictwa, uwarunkowany jednym rodzajem jonów.

## 1. UWAGI OGÓLNE

Przewodnictwo elektryczne kryształów jonowych stanowi jedną z podstawowych charakterystyk umożliwiających wyjaśnienie szeregu ważnych własności strukturalnych kryształów. Należy podkreślić, że przewodnictwo elektryczne uwarunkowane ruchem podstawowych jonów sieci krystalicznej występuje w kryształach jonowych bardzo często łącznie z przewodnictwem uwarunkowanym ruchem jonów domieszek, ponieważ nie występują w przyrodzie kryształy nie zawierające domieszek czy defektów.

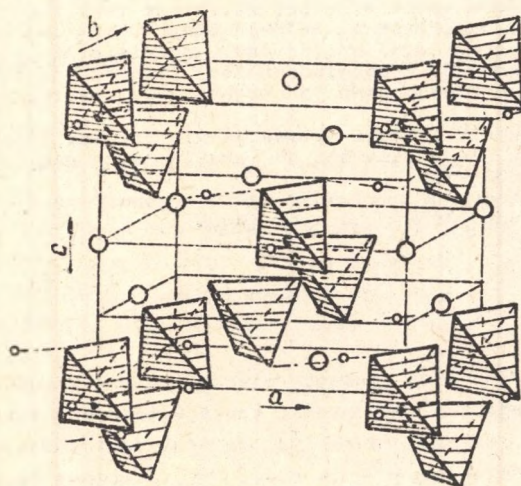
W szeregu kryształów stwierdza się mieszany elektronowo-jonowy typ przewodnictwa elektrycznego. W silnych polach elektrycznych w wielu dielektrykach krystalicznych na przewodnictwo jonowe nakłada się często przewodnictwo elektronowe. Efekt ten został wykryty w kryształach kwarcu, soli kamiennej oraz w mące, w której w silnych polach, nawet przy niskich temperaturach, przewodnictwo posiada głównie charakter elektronowy, natomiast w słabych polach przy dostatecznie wysokich temperaturach, główną rolę odgrywa przewodnictwo jonowe [1].

Z badań przeprowadzonych przez A. Joffego wynika, że nie wszystkie jony uczestniczą w procesie przewodnictwa elektrycznego, lecz tylko te, które w wyniku ruchu cieplnego zostaną wyrwane z węzłów sieci krystalicznej, przez co znajdują się w stanie bardziej lub mniej swobodnym. Jony takie muszą jednak pokonać pewną, dość znaczną barierę potencjalną, utrzymującą je

w węzłach sieci, dlatego ich liczba jest w niskich temperaturach stosunkowo niewielka i zależy istotnie od intensywności ruchu cieplnego. Uwzględniając w sposób energetyczny ten proces, można wyjaśnić wzrost przewodnictwa elektrycznego kryształów ze wzrostem temperatury, który następuje kosztem zwiększenia liczby jonów "aktywowanych" [3].

## 2. STRUKTURA WEWNĘTRZNA KWAŚNEGO FOSFORANU POTASU

Aby zrozumieć z jakimi zmianami strukturalnymi związany jest proces przewodnictwa elektrycznego w związku z przyłożonym polem zewnętrznym, rozpatrzmy strukturę krystaliczną badanego kryształu.



■ -  $PO_4$

○ - K

⊕ - H

Rys. 1. Struktura kwaśnego fosforanu potasu w temperaturze pokojowej

W temperaturze pokojowej kwaśny fosforan potasu  $KH_2PO_4$  ma symetrię tetragonalną, która przechodzi w symetrię rombową poniżej temperatury Curia, wynoszącej  $-150^\circ C$ . Parametry komórki elementarnej w temperaturze pokojowej wynoszą odpowiednio  $a = b = 7,45 \text{ \AA}$ ,  $c = 6,96 \text{ \AA}$ . Komórka ta zawiera cztery drobinę  $KH_2PO_4$ . Kryształ ten należy do grupy ferroelektryków jednoosiowych.

Na rys. 1 przedstawiono budowę strukturalną fazy tetragonalnej w temperaturze pokojowej [4]. Każdy atom fosforu otoczony jest czterema atomami tlenu, tworzącymi w przybliżeniu regularny tetraed. W kierunku osi  $c$  atomy fosforu i potasu rozmieszczone są w odległości  $\frac{c}{2}$  od siebie. Każda grupa tetraedryczna  $PO_4$  związana jest z czterema

najbliższymi grupami podobnymi za pomocą wiązań wodorowych. Te właśnie wiązania wiążą atom wodoru pomiędzy dwoma atomami tlenu. Wiązania wodorowe łączą górny z jednej grupy  $PO_4$  z dolnym tlenem grupy sąsiedniej. Na rys. 1 wiązania te rozłożone są poziomo. Można przyjąć, że są one pra-

wie przystopadłe do osi  $c$  i z tego względu ich moment dipolowy nie wnosi istotnego wkładu do polaryzacji spontanicznej. Pomiedzy tetraedrami  $PO_4$  występują jeszcze jony potasu, przy czym każdy jon potasu jest otoczony ośmioma jonami tlenu, z których cztery położone są nieznacznie bliżej niż pozostałe. Przy przejściu do fazy ferroelektrycznej oprócz uporządkowania wiązań wodorowych, występują także przemieszczenia innych jonów. Jony potasu i fosforu przemieszczają się wzdłuż osi  $c$  w kierunku przeciwnym do szkieletu tlenowego. Oba te jony oddalają się od tlenów, w pobliżu których położone są protony.

Z opisanego szkieletu strukturalnego wynika, że wiązania wodorowe nie wnoszą zasadniczego wkładu do polaryzacji spontanicznej, ponieważ są przystopadłe do osi  $c$ ; zasadniczy wkład związany jest z przemieszczeniem jonów potasu i fosforu.

Okazało się, że zastąpienie jonów wodoru w  $KH_2PO_4$  jonami deuteru powoduje zmiany własności ferroelektrycznych [5, 6]. Kryształy deuteryzowane mają wyższe temperatury Curie niż kryształy zawierające wodór. Wskazuje to na istotną rolę wiązania wodorowego w występowaniu polaryzacji spontanicznej. Należy jednak podkreślić, że rola wiązania wodorowego nie jest jeszcze dotąd całkowicie wyjaśniona.

### 3. MECHANIZM JONOWEGO PRZEWODNICTWA ELEKTRYCZNEGO KRYSZTAŁÓW JONOWYCH

Przewodnictwo elektryczne kryształów jonowych może być uwarunkowane albo ruchem podstawowych jonów sieci krystalicznej (tzw. własne przewodnictwo elektryczne) lub też ruchem stosunkowo słabo związanych jonów domieszek, czy też jonów występujących w defektach sieci krystalicznej. Dominacja tego lub innego typu jonów zależy od szeregu czynników, takich jak: czystość kryształu, temperatura, natężenie zewnętrznego pola elektrycznego itp. Istotną rolę w procesie przenoszenia jonów odgrywa ruch cieplny, który może spowodować (w zależności od jego intensywności) wyrwanie jonu z węzła i jego udział w procesie przewodnictwa. Niezależnie jednak od ściśle określonego mechanizmu przewodnictwa, można ustalić ogólny związek między prądem powstającym podczas przemieszczenia cząstek naładowanych pod działaniem pola elektrycznego a koncentracją tych cząstek naładowanych.

Aby znaleźć koncentrację jonów w międzywęzłach, a także koncentrację wakansów w sieci krystalicznej (w tych przypadkach kiedy nie jest ona równa koncentracji jonów w międzywęzłach), należy znać energię potencjalną jonu w różnych położeniach [7, 8].

Ruchliwość jonów oraz przewodnictwo elektryczne można próbować ocenić dla dwóch przypadków granicznych, a mianowicie kiedy:

1<sup>o</sup> liczba swobodnych miejsc w międzywęzłach a także liczba swobodnych węzłów w sieci krystalicznej jest duża w porównaniu z całkowitą liczbą jonów,

Całkowita liczba jonów jest równa liczbie węzłów. tzn. węzły stają się swobodne tylko w wyniku przejścia jonu do międzywęźla.

Rozpatrzmy szczegółowo pierwszy przypadek. Prawdopodobieństwo tego, że jon znajdzie się w stanie związanym (w węźle) można wyrazić następująco [9]:

$$W_1 = A \cdot \exp\left(-\frac{U_1}{kT}\right) \cdot V_1.$$

gdzie:  $V_1$  - względna objętość miejsc swobodnych, w których jon posiada najmniejszą energię  $U_1$ , tzn. swobodnych węzłów, czyli wakanasów sieci krystalicznej,  $kT$  - energia cieplna,  $A$  - stała.

Prawdopodobieństwo tego, że jon znajdzie się w międzywęźle (w stanie zdyslokowanym) wynosi:

$$W_2 = A \cdot \exp\left(-\frac{U_2}{kT}\right) \cdot V_2.$$

gdzie:  $V_2$  - względna objętość miejsc odpowiadających stanowi odustalonego jonu w przestrzeni międzysiatkowej,  $U_2$  - energia jonu w międzywęźle. Stosunek liczby jonów znajdujących się w przestrzeni międzysiatkowej  $n_2$  do liczby jonów znajdujących się w węzłach  $n_1$  (w jednostce objętości) będzie równy stosunkowi odpowiednich prawdopodobieństw:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\exp\left(-\frac{U_2}{kT}\right) \cdot V_2}{\exp\left(-\frac{U_1}{kT}\right) \cdot V_1} = \frac{V_2}{V_1} \exp\left(-\frac{U_2 - U_1}{kT}\right) = \frac{V_2}{V_1} \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) \quad (3.1)$$

W rozpatrywanym przypadku liczba swobodnych miejsc w międzywęzłach jest porównywalna z liczbą wakanasów w sieci krystalicznej. Można w związku z tym przyjąć, że względna objętość  $V_2$  jest zbliżona do objętości  $V_1$ , co prowadzi do zależności:

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left(-\frac{U_2 - U_1}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right). \quad (3.1a)$$

Dla każdej sieci krystalicznej  $E_1 \gg kT$ , dlatego  $n_2 \ll n_1$  i całkowita liczba jonów w  $1 \text{ cm}^3$  jest w przybliżeniu równa  $n_1$ .

Przy braku sił zewnętrznych aktywowane cząstki poruszają się w kryształach ruchem postępowym, pokonując barierę potencjalną  $U_0$ , każdorazowo po oderwaniu od położenia związanego w przestrzeni międzysiatkowej. Kierunek tych przemieszczeń jest nieuporządkowany. Liczba cząstek pokonujących barierę potencjalną w jednostce czasu w danym kierunku (np. wzdłuż dodatniego kierunku osi  $x$ ) wynosi:

$$n = \frac{n_0}{6} \cdot \bar{v} \cdot \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right).$$

Po przyłożeniu pola elektrycznego na jon działac będzie dodatkowa siła, w wyniku czego jony uzyskają dodatkową prędkość w kierunku działającego pola. Dodatkowa liczba jonów  $\Delta n$  pokonujących barierę potencjału  $U_0$  w kierunku pola wynosi:

$$\Delta n = \frac{n_0}{6} \cdot \bar{v} \cdot \left[ \exp\left(-\frac{U_0 - U}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{U_0 + U}{kT}\right) \right]. \quad (3.2)$$

gdzie:  $\Delta U = \frac{qE}{2}$ ,  $E$  - natężenie pola,  $q$  - ładunek jonu,  $l$  - długość drogi "swobodnej" jonu w międzywęzłach, czyli odległość między sąsiednimi położeniami pólustalonymi.

Jeżeli  $\Delta U \ll kT$ , co jest zawsze spełnione dla małych pól, wówczas otrzymamy:

$$\Delta n = \frac{n_0}{3} \cdot \bar{v} \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \cdot \frac{\Delta U}{kT} = \frac{n_0 q E \bar{v} l}{6kT} \cdot \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right). \quad (3.3)$$

Liczba dodatkowych przemieszczeń w kierunku pola, doznawanych przez jeden jon w 1 sek., będzie równa:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{q \cdot \bar{v} \cdot l}{6kT} \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \quad (3.4)$$

Prędkość przenoszenia jonu w kierunku pola  $V_E$  będzie zatem równa:

$$V_E = \frac{\Delta n}{n_0} \cdot l = \frac{q \cdot \bar{v} \cdot l^2}{6kT} \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right). \quad (3.5)$$

Można stąd otrzymać wyrażenie określające ruchliwość jonu międzywęzłowego kryształu:

$$\% = \frac{V_E}{E} = \frac{q \cdot \bar{v} \cdot l^2}{6kT} \cdot \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \quad (3.6)$$

Ostatnie wyrażenie będzie tylko słuszne dla tych jonów, które znajdują się w międzywęzłach. Ruchliwość rzeczywistą  $\%_r$  otrzymamy mnożąc  $\%$  przez "stopień dysocjacji":

$$\%_r = \% \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) = \frac{q \cdot \bar{v} \cdot l^2}{6kT} \cdot \exp\left(-\frac{E_1 + U_0}{kT}\right) = \frac{q \cdot \bar{v} \cdot l^2}{6kT} \cdot \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right)$$

zeń, określających przewodnictwo elektryczne kryształu w dwóch przypadkach granicznych, zależność przewodnictwa od temperatury ma zupełnie podobny charakter:

$$\sigma = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{kT}\right). \quad (3.12)$$

gdzie  $A$  i  $B$  - wielkości niezależne ( $B$ ) lub mało zależne ( $A$ ) od temperatury.

W przypadku kiedy występują jony różnego rodzaju w procesie przewodnictwa, wówczas całkowite przewodnictwo elektryczne jest sumą przewodnictwa elektrycznego, uwarunkowanego ruchem poszczególnych jonów. Temperaturowa zależność przewodnictwa elektrycznego określona jest wówczas przez sumę postaci:

$$\sigma = \sum_1 A_1 \exp\left(-\frac{B_1}{kT}\right), \quad (3.12a)$$

gdzie współczynniki  $A_1$  oraz  $B_1$  są charakterystyczne dla każdego z występujących rodzajów jonów.

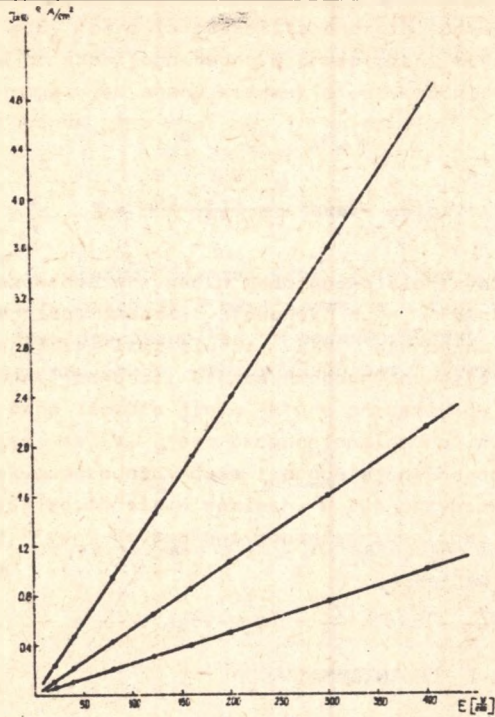
#### 4. WYNIKI POMIARÓW I ICH INTERPRETACJA

Pomiary przewodnictwa elektrycznego przeprowadzono w zakresie temperatur 15–90°C, stosując stosunkowo niewielkie pola elektryczne, nie przekraczające zasadniczo 500 V/cm.

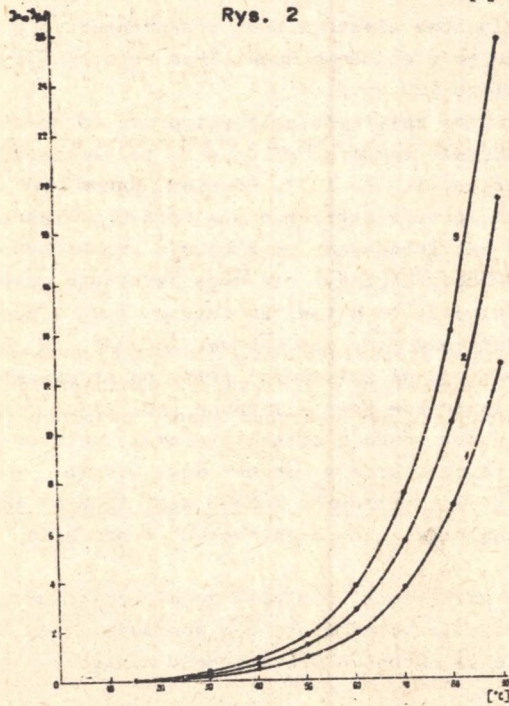
Stwierdzono liniową zależność gęstości prądu od natężenia pola  $E$  (rys. 2) w badanym przedziale temperatur. Oznacza to słuszność prawa Ohma w badanym zakresie parametrów  $E$  i  $T$ . Również, jak widać z przedstawionego obrazu graficznego, prosta otrzymana dla różnych temperatur przecina się w początku układu współrzędnych, co wskazuje, że efekty objętościowe (polaryzacja, ładunek objętościowy) nie mają istotnego wpływu na przebieg badanego procesu. Świadczy to o tym, że istotną rolę w procesie przewodnictwa odgrywają podstawowe jony sieci krystalicznej. W badanym przedziale temperatur nie stwierdzono zależności prądu od czasu, która występuje dla wielu stałych dielektryków krystalicznych [10, 11].

Występowanie spadku prądu z czasem większość autorów interpretuje jako oczyszczanie elektryczne badanej próbki dielektryka, związane z istnieniem zanieczyszczeń wewnętrznych. Wydaje się, że brak tego efektu również wskazuje na istotną rolę jonów podstawowych w procesie przewodnictwa elektrycznego [12].

Również zmiana polaryzacji napięcia zewnętrznego, przyłożonego do próbek w badanym przedziale temperatur, nie powoduje zmian wartości mierzonego prądu. Niezależnie od znaku przyłożonego napięcia, gęstość prądu ma

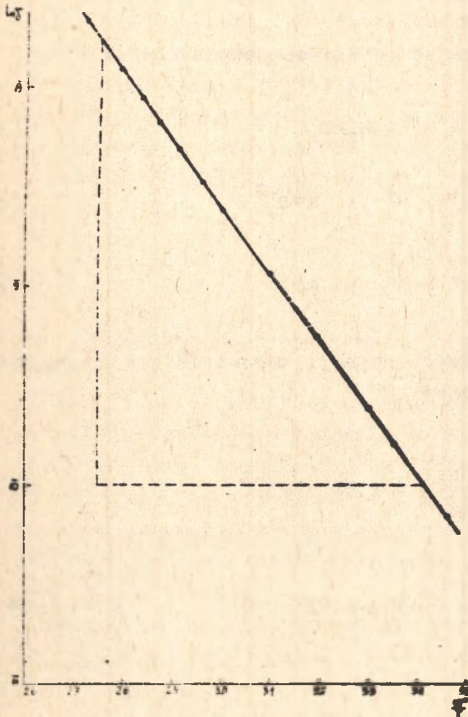


Rys. 2



Rys. 3

dokładnie taką samą wartość. Z przeprowadzonych badań wynika, że zależność gęstości prądu od temperatury ma charakter eksponencjalny (rys. 3) w badanym przedziale napięć, co wydaje się potwierdzać teoretyczną zależność przewodnictwa od temperatury typu (3.12).



Rys. 4

Stwierdzono, że charakter zależności przewodnictwa elektrycznego od temperatury nie zależy od stosowanych pól elektrycznych w badanym przedziale napięć od 20 do 500 V/cm.

Przewodnictwo elektryczne kryształu dwuskładnikowego w przypadku występowania dwóch różnych rodzajów nośników prądu jest głównie uwarunkowane jednym z tych składników, a mianowicie tym, który posiada większą ruchliwość. Fakt ten wydaje się potwierdzać otrzymaną zależność przewodnictwa elektrycznego od temperatury, wykreśloną w skali półlogarytmicznej (rys. 4). Wynika stąd, że ogólny charakter przewodnictwa elektrycznego w funkcji temperatury jest zgodny z przyjętym modelem teoretycznym i określony jest przez wyrażenie typu:

$$\sigma = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{KT}\right), \quad (4.1)$$

gdzie  $A$  ma praktycznie wartość stałą, równą:

$$A = \frac{n_0 q^2 \sigma^2 \tau}{6kT} \quad (4.2)$$

Wielkość  $A$  w porównaniu z członem  $\exp\left(-\frac{B}{KT}\right)$  zmienia się ze zmianą temperatury bardzo nieznacznie, w związku z tym można przyjąć, że  $A$  w pierwszym przybliżeniu nie zależy od temperatury.

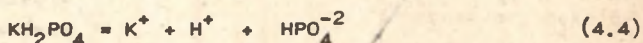
Z graficznego przebiegu zależności  $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$  widać, że jest ona reprezentowana przez linię prostą o stałym nachyleniu, co również świadczy, że w badanym przedziale temperatur, przewodnictwo elektryczne kryształu



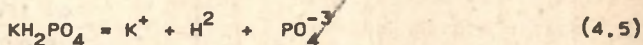
uwarunkowane jest ładunkiem jednego rodzaju i może być określone w związku z tym przez wyrażenie jednoczłonowe.

Pomiary przewodnictwa elektrycznego nie pozwalają jednoznacznie stwierdzić, z jakim rodzajem nośników mamy do czynienia w określonych warunkach doświadczalnych. Jednak uwzględniając wartości stałych dysocjacji możliwych procesów, występujących w danym związku krystalicznym, można z dużym prawdopodobieństwem rozstrzygnąć, z jakim rodzajem nośników mamy w określonych warunkach do czynienia.

Dysocjacja  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  może przebiegać wg następujących równań:



oraz



Według danych chemicznych, stałe dysocjacji odpowiadające powyższym trzem procesom w temperaturze  $25^\circ\text{C}$  są równe:

$$k_1 = \frac{[\text{K}^+][\text{H}_2\text{PO}_4^-]}{[\text{KH}_2\text{PO}_4]} = 7,52 \cdot 10^{-3} \quad (4.3a)$$

$$k_2 = \frac{[\text{K}^+][\text{H}^+][\text{HPO}_4^{2-}]}{[\text{KH}_2\text{PO}_4]} = 6,23 \cdot 10^{-8} \quad (4.4a)$$

oraz

$$k_3 = \frac{[\text{K}^+][\text{H}^{2+}][\text{PO}_4^{3-}]}{[\text{KH}_2\text{PO}_4]} = 4,8 \cdot 10^{-13} \quad (4.5a)$$

Z danych tych wynika, że za najbardziej prawdopodobny należy uznać proces określony przez równanie (4.3).

Z rozważań tych wynika, że przepływ prądu przez kryształ KDP uwarunkowany jest obecnością zdyslokowanych jonów dodatnich potasu, których ilość szybko wzrasta ze wzrostem temperatury. Składnik  $\text{H}_2\text{PO}_4^-$  jest zgodnie z opisaną strukturą tego kryształu (rys. 1) obdarzony znacznie mniejszą ruchliwością, gdyż grupa  $\text{PO}_4$  tworzy więzienia wodorowe z sąsiednią grupą. W pobliżu każdej z tych grup znajdują się ponadto dwa atomy wodoru. Z przedstawionego obrazu strukturalnego wynika, że do spowodowania dyslokacji grupy  $\text{H}_2\text{PO}_4^-$  potrzeba znacznych temperatur zbliżonych do temperatury topnienia. Można więc założyć, że w badanym przedziale temperatur,

grupa jonowa  $H_2PO_4^-$  nie bierze czynnego udziału w przewodnictwie elektrycznym badanego kryształu: przewodnictwo to winno być głównie uwarunkowane jonami potasu.

Również zagadnienie energii aktywacji odgrywa bardzo ważną rolę w przebiegu procesu przewodnictwa elektrycznego kryształów. Najczęściej energię aktywacji  $B$  wyznacza się na drodze doświadczalnej ze wzoru (4.1). Zależy się przy tym, zgodnie z wynikami doświadczeń, że czynnik  $A$  występujący w tym wzorze jest niezależny od temperatury oraz że wielkość  $B$  jest stała dla całego procesu. Czynnik  $A$  oznacza wówczas liczbę zderzeń jonów na sekundę w procesie przenoszenia, zaś  $B$  oznacza skuteczność tych zderzeń. Wielkość  $\exp(-\frac{B}{kT})$  określa zatem prawdopodobieństwo tego, że jon zostanie przesunięty ze swego położenia do położenia sąsiedniego.

Energję aktywacji wyznaczono z równania:

$$B = -k \frac{d(\ln \eta)}{d(\frac{1}{T})}, \quad (4.6)$$

tnz. z tangensa kąta nachylenia prostej  $\ln \eta = \ln A - \frac{B}{kT}$ . Przyjmując na stałą Boltzmana  $k = 8,617 \cdot 10^{-5}$  eV stop $^{-1}$ , na wartość energii aktywacji otrzymano  $B = 0,2326$  eV. Ponadto stwierdzono niezbicie, że energia aktywacji w badanym przedziale napięć nie zależy od natężenia pola elektrycznego, ani również od znaku przyłożonego napięcia zewnętrznego. Fakt ten świadczy, że w procesie przewodnictwa elektrycznego badanego kryształu bierze udział jeden rodzaj jonów i w oparciu o wyżej przedstawione rozważania można z dużym prawdopodobieństwem przyjąć, że są to właśnie jony  $K^+$ .

Reasumując należy podkreślić, że temperaturowy charakter przewodnictwa elektrycznego jest zgodny z wyprowadzoną teoretyczną zależnością eksponencjalną. Zagadnienie dotyczące mechanizmu przewodnictwa elektrycznego w kryształach z siecią jonową nie zostało jeszcze dokładnie rozwiązane.

#### LITERATURA

- [1] Lidlard A.: Jonowe przewodnictwo kryształów. Moskwa 1962.
- [2] Jeffe A.: Fizyka kryształów. Moskwa - Leningrad 1929.
- [3] Frankel J.: Kinetic Theory of Liquids, Oxford 1947.
- [4] Mason W.: Piezoelectric Crystals and Their Application to Ultrasonics, New York 1950.
- [5] O'Keefe M., Perrine C.: J. Phys. and Chem. Solids 1967, 28, Nr 2.
- [6] O'Keefe M., Perrine C.: J. Phys. and Chem. Solids 1967, 28, Nr 6.
- [7] Mott N., Gurnay R.: Zjawiska elektronowe w kryształach jonowych, Warszawa 1956.
- [8] Skanawi G.: Fizyka dielektryków. Moskwa 1958.

- [9] Stasiw O.: Elektronen und Ionen Prozesse in Ionenkristallen, Springer, Berlin 1959.
- [10] Żeludiew I.: Fizyka dielektryków krystalicznych. Moskwa 1968.
- [11] Guriewicz W.: Przewodnictwo elektryczne dielektryków o polaryzacji spontanicznej, Moskwa 1969.
- [12] Asselmeyer Friedrich: Z. Angew. Phys. 1965, 19, Nr 1. Treiber Hanns-karl.

#### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ И ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ KDP

##### Р е з ю м е

В работе рассмотрены виды электрической проводимости ионных кристаллов и представлено какудийся механизм проводимости. Исходя из теоретической модели ионной проводимости выведено формулу определяющую температурную зависимость проводимости для случая слабых электрических полей. Полученную формулу сравнено с результатами измерений находа хорошее согласие. Проверено применимость закона Ома для ионной проводимости в интервале температур 15-19°C. Определено значение энергии активации и доказано, что не зависит оно от применяемого электрического поля в интервале 20-500 В/см. Проверено тоже что в исследованном интервале температур выступает только один механизм электрической проводимости, обусловлен одним типом ионов.

#### TEMPERATURE DEPENDENCE OF ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF KDP IONIC CRYSTALS

##### S u m m a r y

Different kinds and probable mechanisms of electrical conductivity of ionic crystals are discussed. Basing on a theoretical model of ionic conductivity the formula for temperature dependence of electrical conductivity is developed for the case of low electrical field. A fairly good agreement has been found between theoretical values and experimental results. The applicability of the Ohm law for ionic conductivity has been checked experimentally in the temperature range from 15 to 95°C. The value of the activation energy has been determined. It was found that this value is independent of the strength of electrical field in the field range from 20 to 500 V/cm. It is concluded that in the investigated temperature range occurs only one mechanism of electrical conductivity.