

ВПЛИВ ПРОСТОРОВО-НЕОДНОРІДНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛІВ НА ДІЕЛЕКТРИЧНУ ПРОНИКНІСТЬ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКА

В.М.Кедюлич, О.І.Герзанич, О.Г.Сливка, П.М.Лукач

Ужгородський державний університет, 294000, Ужгород, вул.Волошина, 54

Проведено феноменологічний аналіз поведінки діелектричної проникності сегнетоелектрика з ФП 2-го роду при просторово-неоднорідному розподілі електричного поля в кристалі. Показано, що такий розподіл має місце при наявності внутрішніх електричних полів. Для цього випадку розраховані залежності $T_m(E)$ та $\varepsilon_{max}(E)$

В роботах [1,2] проведено феноменологічний аналіз впливу електричного поля на діелектричну проникність власних сегнетоелектриків з фазовим переходом (ФП) 2-го роду. Результати цих робіт отримані в припущенні однорідності електричного поля в об'ємі кристала. Проаналізуємо поведінку діелектричної проникності сегнетоелектрика при просторово-неоднорідному розподілі електричного поля.

Запишемо вираз для термодинамічного потенціалу одиниці об'єму власного одновісного сегнетоелектрика з ФП 2-го роду у виді

$$\Phi = \frac{\alpha}{2} P^2 + \frac{\beta}{4} P^4 - EP, \quad (1)$$

де $\beta > 0$, $\alpha = \alpha_T(T - T_0)$, T_0 – температура Кюрі, E – проекція результуючого електричного поля на напрямок P_s .

Діелектрична проникність сегнетоелектрика вздовж сегнетоелектричної осі в області температур $\alpha > -3(\beta/4)^{1/3} E^{2/3}$ задається виразом [2]:

$$\varepsilon(T, E) = \frac{1}{6\beta A \varepsilon_0} \left[\left(\frac{E}{2\beta} + A \right)^{1/3} - \left(\frac{E}{2\beta} - A \right)^{1/3} \right], \quad (2)$$

$$\text{де } A = \left(\frac{E^2}{4\beta^2} + \frac{\alpha^3}{27\beta^3} \right)^{1/2},$$

ε_0 – електрична постійна.

Температура максимуму діелектричної проникності T_m та величина ε в максимумі визначаються за слідуючими співвідношеннями

$$T_m = T_0 + 1.19 \alpha_T^{-1} \beta^{1/3} E^{2/3},$$

$$\varepsilon_{max} = 0.42 \varepsilon_0^{-1} \beta^{-1/3} E^{-2/3}.$$

Розглянемо сегнетоелектрик в неоднорідному електричному полі, лінії напруженості якого паралельні сегнетоелектричній осі. Розіб'ємо кристал на області, в кожній з яких діюче електричне поле можна вважати постійним. Зрозуміло, що області з різними значеннями E будуть нееквівалентними по відношенню до зовнішніх впливів. Однак для кожної з них справедливе співвідношення (2), так як воно впливає із розкладу (1), який можна записати для будь-якого об'єму сегнетоелектрика з постійним E . Легко показати, що діелектрична проникність всього зразка буде визначатися середнім арифметичним діелектричних проникностей окремих його областей:

$$\varepsilon = \frac{1}{V} \sum_i V_i \varepsilon(E_i) = \sum_i n_i \varepsilon(E_i), \quad (5)$$

де V – об'єм зразка, V_i – об'єм областей з однаковим E_i , $n_i = V_i/V$ – статистична вага таких областей, причому $\sum_i n_i = 1$.

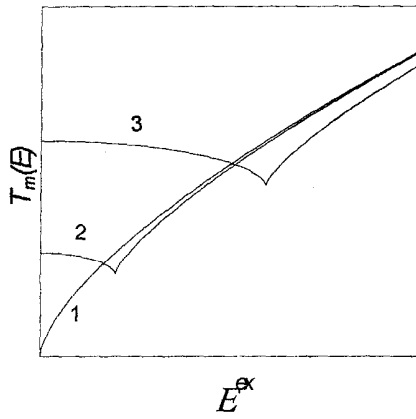


Рис.1 Залежність $T_m(E^{ex})$ для випадку $n_1=n_2$ та різних величин E^{in} : 1- $E^{in}=0$; 2,3 - $E^{in}>0$.

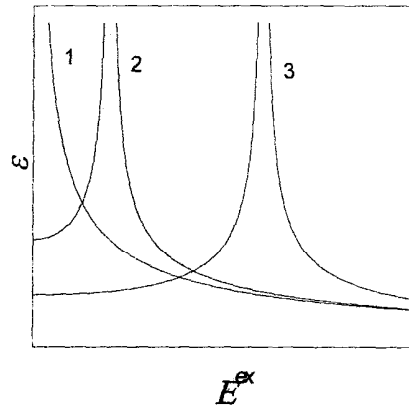


Рис.2. Залежність $\epsilon_{max}(E^{ex})$ для випадку $n_1=n_2$ та різних величин E^{in} : 1- $E^{in}=0$; 2,3 - $E^{in}>0$.

Якщо наближено прийняти температуру максимуму діелектричної проникності та значення ϵ в максимумі всього кристала як середнє арифметичне відповідних величин в окремих областях, тоді

$$\epsilon_{max} = \sum_i n_i \epsilon_{max}(E_i) = 0.42 \epsilon_0^{-1} \beta^{-1/3} \sum_i n_i E_i^{-2/3}, \quad (6)$$

$$T_m = \sum_i n_i T_{mi}(E_i) = T_0 + 1.19 \alpha_T^{-1} \beta^{1/3} \sum_i n_i E_i^{2/3}, \quad (7)$$

Розглянемо сегнетоелектрик у зовнішньому полі E^{ex} , в якому існують внутрішні електричні поля E^{in} . Внутрішні поля індуються, наприклад, при створенні електретного стану, або в процесі діелектричного старіння [3]. Прийнемо величину E^{in} однаковою у всіх областях кристала, а напрямки E^{in} та E^{ex} паралельним сегнетоелектричній осі. В цьому випадку результуюче електричне поле в кожній області зразка буде визначатися алгебраїчною сумою E^{in} та E^{ex} . Зрозуміло, що просторовий розподіл діючого електричного поля в кристалі стає неоднорідним: результуюче поле в областях, де E^{in} та E^{ex} співнапрямлені,

збільшиться ($E^{in} + E^{ex}$), а в областях з антипаралельними E^{in} та E^{ex} – зменшиться ($E^{in} - E^{ex}$). В цьому випадку із (6) та (7) отримуємо:

$$\epsilon_{max} = 0.42 \epsilon_0^{-1} \beta^{-1/3} \left[n_1 (E^{ex} + E^{in})^{-2/3} + n_2 (E^{ex} - E^{in})^{-2/3} \right] \quad (8)$$

$$T_m = T_0 + 1.19 \alpha_T^{-1} \beta^{1/3} \left[n_1 (E^{ex} + E^{in})^{2/3} + n_2 (E^{ex} - E^{in})^{2/3} \right] \quad (9)$$

де n_1 та n_2 – статистична вага областей з $E^{ex} \uparrow \uparrow E^{in}$ та $E^{ex} \uparrow \downarrow E^{in}$, відповідно. Графіки теоретично розрахованих залежностей $T_m(E)$ та $\epsilon_{max}(E)$ для випадку $n_1=n_2$ приведені на рис.1 та 2.

Видно, що при $E^{ex}=E^{in}$ на цих залежностях існує екстремум. Наявність внутрішніх електричних полів обумовлює скінченність величини ϵ_{max} при $E^{ex}=0$, а температура максимуму діелектричної проникності не співпадає з температурою Кюрі T_0 . Така поведінка експериментальних залежностей $T_m(E)$ та $\epsilon_{max}(E)$ спостерігалася в [4].

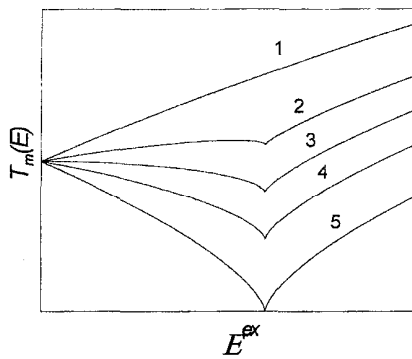


Рис.3. Залежність $T_m(E^{ex})$ для випадку $n_1 \neq n_2$, $E^{in}=const$: 1 – $n_1=1, n_2=0$; 2 – $n_1=0.7, n_2=0.3$; 3 – $n_1=0.5, n_2=0.5$; 4 – $n_1=0.3, n_2=0.7$; 5 – $n_1=0, n_2=1$.

При $E^{in} \neq 0$ та $n_1 \neq n_2$ кристал є джерелом електричного поля (електретом). Поведінка $T_m(E)$ та $\epsilon_{max}(E)$ буде залежати від напрямку зовнішнього електричного

поля. Графіки теоретично розрахованих залежностей $T_m(E)$ для цього випадку приведені на рис.3.

Таким чином, наявність в реальних кристалах внутрішніх електричних полів обумовлює аномальні залежності $T_m(E)$ та $\epsilon_{max}(E)$ і є однією з причин скінченності ϵ_{max} при нульовому зовнішньому полі. Визначити величину E^{in} можна за положенням екстремумів на цих залежностях та за величиною ϵ_{max} та T_m при $E^{ex}=0$, якщо відомо температуру Кюрі (наприклад із піроелектричних вимірювань). Величину внутрішнього поля та вагові коефіцієнти n_1, n_2 можна також визначити із аналізу петель діелектричного гістерезису, які при $E^{in} \neq 0$ будуть перетянуті, а при $n_1 \neq n_2$ – зміщені по осі X .

1. Н.Н.Вieder, J. Appl. Phys., **30**, 1010, (1959).
2. Б.Н.Ролов, В.Э.Юркевич, Термодинамика фазовых переходов в сегнетоактивных твердых растворах, Рига, Зинатне, (1978) 216с.
3. В.З.Бородин и др., Изв. АН СССР, сер. физ., **33**, 7, 1101 (1969).
4. Кедюлич В.М. Матеріали міжрегіональної науково-практичної конференції “Фізика конденсованих систем” Ужгород, 23 січня 1998р. с.88.

THE INFLUENCE OF SPACE-INHOMOGENEOUS ELECTRIC FIELDS ON DIELECTRIC CONSTANT OF FERROELECTRIC

V.M.Kedyulich, O.I.Gerzanich, A.G.Slivka, P.M.Lukach

Uzhgorod State University, Uzhgorod, 54 Voloshin str. 294000

The phenomenological analysis of dielectric constant behaviour for ferroelectric with the second-order PT at spase-inhomogeneous distribution of electric field in crystal was carried out. It was shown, that with inner electric fields such distribution was occur. For this case the $T_m(E)$ and $\epsilon_{max}(E)$ dependences were calculated.