

ВКЛАД ДИНАМІКИ ДОМЕННИХ ГРАНИЦЬ В ДІЕЛЕКТРИЧНУ ПРОНИКНІСТЬ КРИСТАЛІВ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКІВ - НАПІВПРОВІДНИКІВ $SbSJ$ ТА $Sn_2P_2S_6$

Горват А.А., Молнар О.О., Наконечний Ю.С.

Досліджено вклад доменних границь в комплексну діелектричну проникність монокристалів $SbSJ$ та $Sn_2P_2S_6$. Розглянута модель руху доменної стінки в потенціальному полі, створеному кристалічною ґраткою та дефектами кристалу, показано, що її рух носить релаксаційний характер. На основі одержаних результатів зроблено висновок про те, що аномалії діелектричних властивостей кристалів $SbSJ$ та $Sn_2P_2S_6$ в сегнетоелектричній фазі обумовлені "заморожуванням" осциляцій доменних границь.

При дослідженні сегнетоелектриків слід звертати увагу на стан їх доменної структури, яка визначає специфіку поведінки ряду макроскопічних параметрів, в тому числі і діелектричних. Розбиття кристалу на домени приводить до двох різних ефектів. Перший з них полягає в тому, що домени кристалу, які мають протилежний напрямок вектора спонтанної поляризації, будуть мати різні знаки п'єзодеформації. Тому, при сильно розвинутій доменній структурі, деформація сегнетоелектричного зразка і зв'язаний з нею п'єзоелектричний вклад в діелектричну проникність, навіть на частотах значно менших резонансної частоти коливань зразка, буде прямувати до нуля. Спостережуваний при цьому ефект зажаття кристалу приводить до зменшення діелектричної проникності. Поряд з цим, в слабкому вимірному полі доменні границі здійснюють коливання навколо положення рівноваги. При зміщенні доменної границі на віддаль Δx в полі E зміна поляризації становить $2\Delta x S_w P_s$, де S_w - сумарна площа доменних границь в одиниці об'єму кристала, P_s - спонтанна поляризація. Вклад в діелектричну проникність цих коливань становить:

$$\epsilon_w \approx \frac{2P_s \Delta x S_w}{\epsilon_0 E} \quad (1)$$

В ряді сегнетоелектриків, наприклад в ТГС [1,3], сегнетовій солі [4], титанаті барію [5] вклад ϵ_w детально досліджений. Найбільш яскраво він проявляється в кристалах групи KDP [6-10], в яких аномально високі значення нижче температури сегнетоелектричного фазового переходу пояснюються високою рухливістю доменних границь. В даній роботі приведені результати дослідження динаміки доменних границь в кристалах SbSJ та $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$.

Величина ϵ_w , як видно з (1), пропорційна сумарній площі доменних границь. Перевірити це безпосередньо в кристалах SbSJ та $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ представляє значні труднощі, оскільки застосувати оптичний метод спостереження і контролю доменної структури немає можливості. Тому нами використаний непрямий метод оцінки ϵ_w , який полягає в ступінчатій переполаризації кристалу. В цьому методі спочатку зразок поляризується сильним постійним полем, що перевищує коерцитивне, на протязі декількох хвилин. Такий кристал можна вважати монодоменим, а його діелектрична проникність практично не змінюється після зняття поляризуючого поля. Потім конденсатор (див.рис.1,а), заряджений до напруги U в кілька разів вищої коерцитивної, приєднується до кристалу C_x і створює в ньому поле, зворотнє до початкового поляризуючого поля. При цьому проходить переключення поляризації в деякій частині зразка, об'єм якої залежить від величини ємності конденсатора C і напруги U . Значення C і U можна вибрати таким чином, щоб повне переключення кристалу пройшло за n кроків. Для цього повинна виконуватись умова $CU \approx P_s \cdot S/n$, де S площа поверхні зразка. Перші кроки переполаризації приводять до утворення нових доменних границь і доменів. Їх число зростає з кожним кроком, поки сумарна поляризація зразка не стане рівною нулю. Наступні кроки приведуть до зростання доменів з поляризацією $-P_s$ і зменшення загальної площі доменних границь. Процес переполаризації можна провести в зворотньому напрямку, змінивши полярність напруги на конденсаторі. Якщо після кожного кроку ступінчатої переполаризації виміряти приріст діелектричної проникності $\Delta\epsilon'$, забезпечивши умови, які виключають вклад p' здеформації, то можна прослідкувати за вкладом осциляцій доменних стінок у вимірному полі в ϵ^* . На рис.1в показано зміну діелектричної проникності одного із досліджених зразків кристалу SbSJ при ступінчатій переполаризації. На залежності $\Delta\epsilon'$ від кількості кроків переполаризації спостерігається максимум, який обумовлений зростанням числа доменів при переключенні зразка.

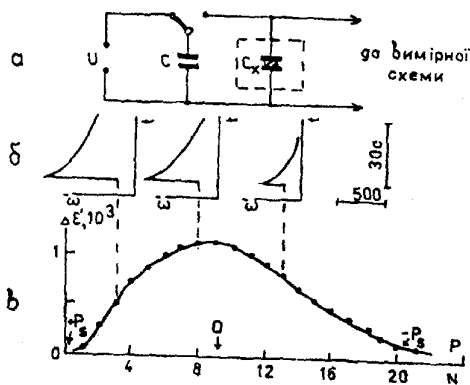


Рис.1. Ступінчата переполаризація (СП) кристалу SbSJ.

- Принципова схема для СП.
- Кінетика зміни $\Delta\epsilon'$ на різних стадіях СП.
- Стационарне значення приросту $\Delta\epsilon'$ в залежності від числа кроків СП.

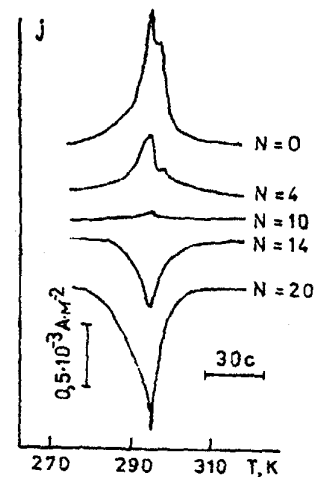


Рис.2. Зміна піроструму в процесі СП в кристалах (n - номер кроку СП на рис.1).

На рис.2 приведені піроструми, одержані в режимі нагрівання з постійною швидкістю 0,5 К/с на різних стадіях ступінчатого переключення. З кривих рис.2 очевидно, що поляризація зразка в процесі ступінчатого переключення змінюється від $+P_s$ до $-P_s$. Положення максимума на кривій $\Delta\epsilon'(n)$, де n - номер кроку, не завжди співпадає з мінімальною уніполярністю зразка. Різний вид мають також криві кінетики зміни $\Delta\epsilon'(n)$, приведені на рис.1,б, що зв'язано з процесами утворення або злиття доменів.

Потрібно відмітити, що однозначної залежності між кількістю кроків ступінчатого переключення і поляризацією зразка, а тим більше площею доменних стінок очікувати не слід, оскільки остання визначається геометрією доменної структури, яка формується при переключенні. Суттєву роль при цьому грають процеси зворотнього переключення, а також той факт, що переполіаризація може йти не тільки шляхом зародження нових доменів при кожному кроці переключення, але і зміщенням уже наявних доменних границь без зміни їх загальної площі. Тому приведені на рис.1 і 2 результати слід розглядати тільки як якісну ілюстрацію доменного вкладу в діелектричну проникність кристалу.

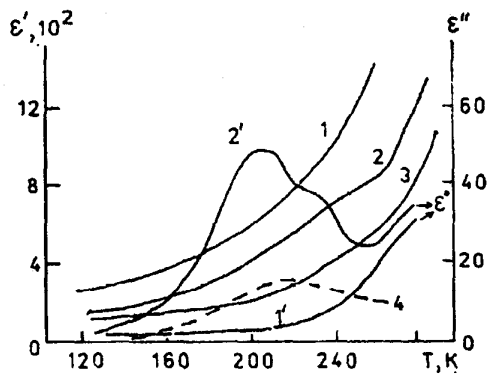


Рис.3. Залежність від температури ϵ' (1,2,3) і ϵ'' (1',2') для моно- (1,1', 3) і полідоменного (2,2') монокристалу SbSJ. 4 - вклад доменних границь в діелектричну проникність.

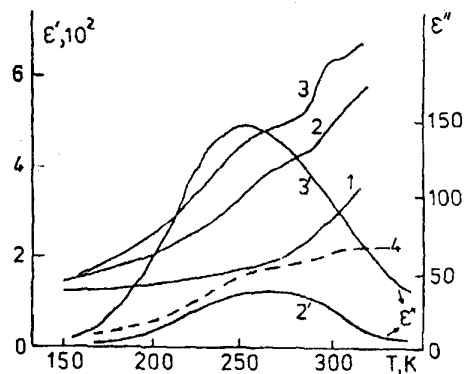


Рис.4. Температурна залежність ϵ' (1,2,3) і ϵ'' (1', 2') моно-(3) і полідоменних (1,1', 2,2') кристалів $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ в різних вимірних полях E , В/м: 1,1'- 10^2 , 2,2'- $3 \cdot 10^3$. Крива 4 - вклад в ϵ' доменних границь в полі 10^2 В/м.

Досить чітко доменні ефекти проявляються при дослідженні температурних залежностей комплексної діелектричної проникності кристалів SbSJ та $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, які приведені на рис.3 і 4. Спільним для всіх досліджень кристалів сегнетоелектричного зрізу, охолоджених в сегнетофазу в темряві, у відсутності зовнішніх зміщуючих електричних і механічних полів ϵ , як видно, наявність широкого максимума на температурних залежностях ϵ'' в області температур 160...240 К для SbSJ та 200...300 К для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. Цим максимумам на кривих $\epsilon'(T)$ відповідають перегини, або, при збільшенні вимірного поля, сильно розмитий максимум.

Характерною особливістю спостережуваних явищ є те, що вони мають місце тільки в полідоменних зразках, тобто зразках, охолоджених в полярну фазу без прикладання будь-яких зовнішніх полів. Монодоменізація кристала постійним зміщуючим полем E_0 приводить до зникнення максимуму ϵ'' і перегинів ϵ' на їх температурних залежностях. при цьому аномалії ϵ^* відсутні як при прикладеному полі E_0 , так і при виключеному зміщуючому полі після монодоменізації зразка. Величина ϵ' монодоменного кристалу, виміряна на частоті 10^5 Гц вища, ніж у полідоменного, що обумовлено п'єзоелектричним зажаттям кристалу.

В зразках несегнетоелектричного зрізу (ϵ^* вимірюється в напрямку, перпендикулярному до напрямку P_3) аномалій у вказаних вище температурних інтервалах не виявлено. Сильна анізотропія цих явищ дозволяє допустити, що вони не зв'язані з ізотропними мікроскопічними включеннями, які могли б обумовити релаксацію типу Максвелла-Вагнера в неоднорідному діелектрику. На зразках, виготовлених із одного і того ж кристалу, температурне положення піку ϵ'' і перегину на залежності $\epsilon'(T)$ не залежить від розмірів зразка. Це приводить до висновку, що аномалії складових ϵ^* в сегнетофазі не пов'язані з ефектом сильнодемпфованого п'єзоелектричного резонансу. Про це свідчать також плавний температурний хід величин пружних податливостей і густини кристалів $SbSJ$ [13], $Sn_2P_2S_6$ [18] в сегнетофазі, які визначають резонансну частоту коливань зразка.

Оцінити величину вкладу осциляцій доменних границь в діелектричну проникність можна виходячи з слідуєчих міркувань. Представимо діелектричну проникність полідоменного кристалу у вигляді

$$\epsilon'_p = \epsilon'_i + \epsilon'_d + \epsilon'_w, \quad (2)$$

де ϵ'_i - діелектрична проникність монодоменного зажатого кристалу, ϵ'_d і ϵ'_w - складові, обумовлені відповідно п'єзоелектричною деформацією і наявністю доменних границь. Величина ϵ'_i може бути оцінена із значення проникності монодоменного кристала ϵ' з врахуванням п'єзоелектричного зажаття. Для кристалів $SbSJ$

$$\epsilon'_i = \epsilon'_m (1 - K_{33}^2), \quad (3)$$

де K_{33} - відповідний коефіцієнт електромеханічного зв'язку.

Допустимо, що при температурах менших 100 К доменний вклад в діелектричну проникність в слабому вимірному полі відсутній. Тоді різниця ϵ' моно- і полідоменного кристалу обумовлена тільки п'єзоелектричним зажаттям, а коефіцієнт K_{33} , оцінений із формули (3) становить 0,6, що співпадає з літературними даними [13]. Вважаючи K_{33} слабо залежним від температури в інтервалі температур 120-270 К із кривої 1 рис.3 по формулі (3) була обчислена залежність $\epsilon'_i(T)$ (крива 3 рис.3), яка співпала з експериментальною залежністю $\epsilon'(T)$, знятою на монодоменному зразку на частоті 10 МГц.

Оцінка величини ϵ'_d для кристалів ТГС і $BaTiO_3$ показала, що вона може досягти значень 8 і 5 відповідно. Для кристалів $SbSJ$ і $Sn_2P_2S_6$ коефіцієнти електромеханічного зв'язку досить великі і внаслідок цього вклад в діелектричну проникність, обумовлений п'єзодеформацією, сягає кількох сотень, навіть тисяч одиниць. Оскільки п'єзоелектрична деформація сусідніх доменів в одноосних сегнетоелектриках $SbSJ$ і $Sn_2P_2S_6$ протилежна, то у суттєво полідоменних неуніполярних зразках ϵ'_d прямує до нуля, тому

$$\epsilon'_w = \epsilon'_p - \epsilon'_i = \epsilon'_p - \epsilon'_m (1 - K_{33}^2) \quad (4)$$

Знайдений по формулі (4) вклад осциляцій доменних границь в діелектричну проникність полідоменних кристалів $SbSJ$ і $Sn_2P_2S_6$ зображений кривими 4 на рис. 3 і 4, відповідно. Як видно цей вклад суттєвий і досягає в інтервалі температур 200-250 К для обох кристалів до 50% загального значення ϵ' . Це свідчить про високу рухливість доменних стінок в $SbSJ$ і $Sn_2P_2S_6$. При пониженні температури нижче 200 К для $SbSJ$ і 250К для $Sn_2P_2S_6$ спостерігається різке, але нестрибокподібне зменшення ϵ' і в околі цих же температур ϵ'' має максимум. Така поведінка складових комплексної діелектричної проникності характерна для релаксаційної поляризації.

Оцінка величини зміщення доменної границі в полях 10^3 В/м з формули (1) при середніх розмірах доменів 5...20 мкм [11, 12] дає значення порядку розмірів елементарної комірки кристалів ($\approx 10^{-10}$ м), що є цілком прийнятною величиною і свідчить про адекватність приведеного розгляду фізичним явищам в кристалах $SbSJ$ і

$\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. Величина зміщення разом з цим вказує на те, що навіть в слабких змінних полях недопустимо нехтувати взаємодією доменної границі з потенціальним рельєфом ґратки кристалу.

Описати рух доменної границі в слабкому змінному вимірному полі можна користуючись слідуючою моделлю. Доменна стінка в одній або декількох точках вважається жорстко закріпленою дефектами кристалу. При дії слабого зовнішнього електричного поля виникає тиск на стінку, внаслідок чого вона прогинається, подібно до навантаженої мембрани, закріпленої в кількох точках. Середня швидкість руху доменної границі у всіх практично можливих випадках мала, аж до електричних полів, при яких вже не існує протилежно до поля орієнтованих доменів. Тому зміною структури границі внаслідок її руху нехтується, тобто в слабких вимірних полях зміщення границі відбувається таким чином, коли, в основному, зберігається її паралельність напрямку спонтанної поляризації. Тоді розподіл поляризації в рухомій доменній границі в першому наближенні буде таким же, як і в нерухомій [14]

$$P = P_s \operatorname{th} \frac{x - x_0}{\xi} \quad (5)$$

де під x_0 слід розуміти залежну від часу координату середини граничного шару, ξ -ефективна ширина цього шару (доменної стінки). В цьому випадку доменній границі можна поставити у відповідність квазічастинку з деякою ефективною масою m^* і ефективним зарядом e^* , яка рухається в потенціальному рельєфі, зображеному на рис.5. Багатомінімумний потенціальний рельєф є суперпозицією послідовності періодично розміщених потенціальних ям однакової глибини і плавного параболічного потенціалу. Періодичні потенціальні ями зображають близькодіючу взаємодію доменної границі з кристалічною ґраткою, в якій енергія доменної границі є періодичною функцією її положення в ґратці. Градієнт параболічного потенціалу відповідає квазіпружній силі, обумовленій лінійним натягом доменної стінки при її прогибі внаслідок жорсткого закріплення окремих її ділянок. В силу великої ефективної вязкості рух такої стінки має релаксаційний, а не резонансний характер, і тому, інерційними ефектами можна знехтувати [15]. Тоді рівняння руху частинки, еквівалентної доменній границі, може бути апроксимовано простим лінійним диференціальним рівнянням

$$\frac{1}{\mu} \frac{d\Delta x}{dt} = q\Delta x + Ee^* \quad (6)$$

де μ - рухливість доменної границі, E - напруженість прикладеного електричного поля, q - коефіцієнт жорсткості закріплення границі. Встановлення рівноважного значення Δx , а значить і поляризації в постійному електричному полі буде проходити по закону

$$\Delta x = \Delta x_0 F(t) = \frac{Ee^*}{q} (1 - e^{-\mu q t}), \quad (7)$$

де $F(t)$ - функція релаксації з постійною часу $\tau = 1/\mu q$, а рівноважне зміщення $\Delta x_0 = Ee^*/q$.

В змінних полях ($E = E_0 \sin \omega t$) розв'язок рівняння (6) має вид

$$\Delta x = \left(\Delta x_1 + \frac{Ee^* \omega \mu}{\omega^2 + (\mu q)^2} \right) e^{-\mu q t} + E_0 e^* \mu \left(\frac{q \mu \sin \omega t}{\omega^2 + (q \mu)^2} + \frac{\omega^2 \cos \omega t}{\omega^2 + (q \mu)^2} \right). \quad (8)$$

Для $t \rightarrow \infty$ перший член в (8) прямує до нуля і тому, враховуючи введені вище позначення

$$\Delta x = \frac{Ee^*}{q} \left(\frac{\sin \omega t}{1 + (\omega \tau)^2} - \frac{\omega \tau \cos \omega t}{1 + (\omega \tau)^2} \right). \quad (9)$$

В більш загальному випадку в рівнянні (6) потрібно врахувати також і інерційний член, тоді рівняння руху доменної границі в змінному полі матиме вид

$$m^* \frac{d^2 \Delta x}{dt^2} + \frac{1}{\mu} \frac{d \Delta x}{dt} + q \Delta x = e^* E \sin \omega t, \quad (10)$$

а його стаціонарний розв'язок співпадає з (9)

$$\Delta x = \frac{E e^*}{q'} \left(\frac{\sin \omega t}{1 + (\omega \tau')^2} - \frac{\omega \tau' \cos \omega t}{1 + (\omega \tau')^2} \right). \quad (11)$$

$$q' = q \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right); \quad \tau' = \frac{1}{q' \mu}; \quad \omega_0 = \sqrt{q/\mu}$$

де

Із співвідношень (9) і (11) видно, що зміщення доменної границі в змінному полі при частотах, значно менших ω_0 , можна розглядати як суму двох складових, одна з яких співпадає по фазі з полем E , а друга відстає на $\pi/2$. Підставляючи (9) в (1) легко знайти вклади в дійсну і уявну частини комплексної діелектричної проникності, обумовлені осциляцією доменних границь в вимірному полі:

$$\epsilon_w' = \frac{2P_s S_w}{\epsilon_0 q} \frac{1}{1 + (\omega \tau)^2} = \frac{\epsilon_w^s}{1 + (\omega \tau)^2}, \quad (12)$$

$$\epsilon_w'' = \frac{2P_s S_w}{\epsilon_0 q} \frac{1}{1 + (\omega \tau)^2} = \frac{\epsilon_w^s \omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}. \quad (13)$$

Одержані вирази (12) і (13), як відомо, описують релаксаційну поляризацію [16, 17].

Для оцінки температурної поведінки ϵ_w'' і ϵ_w' допустимо, що коефіцієнт q і S_w , а також P_s в області аномалій ϵ^* в сегнетофазі слабо залежать від температури. Тоді залежності $\epsilon'(T)$ і $\epsilon''(T)$ визначаються температурним ходом часу релаксації τ , а значить і рухливості μ . Розглянемо рух доменної границі в ідеальному бездефектному кристалі ($q=0$), потенціальний рельєф для якого показаний на рис.5. Легко бачити, що швидкість зміщення доменної границі визначається ймовірністю прямих $a \rightarrow b$ і зворотніх $b \rightarrow a$ переходів через потенціальний бар'єр

$$\dot{x} = v_0^* \left\{ \exp\left(-\frac{H - e^* E c}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{H + e^* E c}{kT}\right) \right\} = 2v_0^* \left(\text{sh} \frac{e^* E c}{kT} \right) \exp\left(-\frac{H}{kT}\right), \quad (14)$$

де v_0^* - власна частота коливань доменної стінки навколо положення рівноваги, C - параметр ґратки.

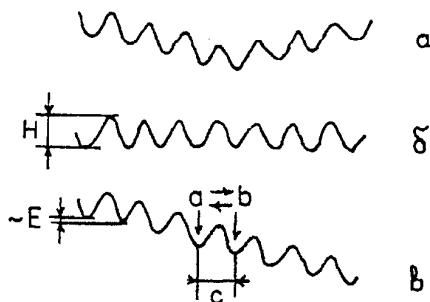


Рис.5. Потенціальний рельєф для квазічастинки, еквівалентної доменній границі: а - в реальному кристалі, б - в ідеальному кристалі, в - в ідеальному кристалі, поміщеному в електричне поле.

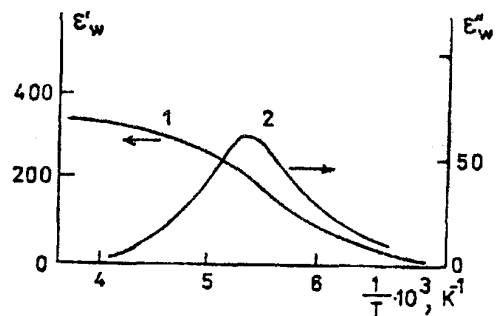


Рис.6. Залежність від оберненої температури релаксаційного вкладу в діелектричну проникність SbSJ: 1 - ϵ_w' , 2 - ϵ_w'' .

У випадку слабких полів

$$\dot{x} = 2v_0^* \frac{e^* E_c}{kT} \exp\left(-\frac{H}{kT}\right). \quad (15)$$

Звідки рухливість

$$\mu = \frac{\dot{x}}{E} = 2v_0^* \frac{e^* E}{kT} \exp\left(-\frac{H}{kT}\right) \approx \mu_0 \exp\left(-\frac{H}{kT}\right) \quad (16)$$

Таким чином рухливість доменних стінок в розглядуваній моделі має термоактиваційний характер, а час релаксації підлягає закону Ареніуса. При суперпозиції далекодіючого параболічного потенціалу і періодичних потенціальних бар'єрів рухливість μ дещо зміниться, однак загальний характер її температурної поведінки залишиться попереднім.

Використовуючи (16) температурні залежності ϵ'_w і ϵ''_w можна записати в явному виді

$$\epsilon'_w = \frac{2P_s S_w}{q\epsilon_0} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_0^2 \exp\left(\frac{2H}{kT}\right)}, \quad (17)$$

$$\epsilon''_w = \frac{2P_s S_w}{q\epsilon_0} \cdot \frac{\omega \tau_0}{1 + \omega^2 \tau_0^2 \exp\left(\frac{2H}{kT}\right)}. \quad (18)$$

де $\tau = 1/\mu_0 q$.

У випадку низьких температур, тобто коли час релаксації великий, ($\omega\tau \gg 1$), зміщення доменної границі не встигає за зміною електричного поля і

$$\epsilon'_w = \frac{2P_s S_w}{q\epsilon_0 (\omega\tau_0)^2} \exp\left(-\frac{2H}{kT}\right), \quad (19)$$

$$\epsilon''_w = \frac{2P_s S_w}{q\epsilon_0 (\omega\tau_0)^2} \exp\left(-\frac{H}{kT}\right). \quad (20)$$

Залежності (19) і (20) представляють експоненціальний ріст як ϵ'_w , так і ϵ''_w в області температур де $kT \sim H$.

При високих температурах ($\omega\tau < 1$) зміщення доменних стінок встигає встановитись за період зміни поля. В цьому випадку

$$\epsilon'_w = \frac{2P_s S_w}{q\epsilon_0}, \quad (19)$$

$$\epsilon''_w = \frac{2P_s S_w \omega \tau_0}{q\epsilon_0} \exp\left(\frac{H}{kT}\right). \quad (22)$$

На рис.6 показані залежності ϵ'_w і ϵ''_w як функція $1/T$ для одного з досліджених зразків SbSJ. Очевидно, що співвідношення (19-22) дають якісне пояснення експериментальних результатів, однак кількісного співпадання не спостерігається, що може бути зумовлено кількома факторами, зокрема широким розподілом часів релаксації (коефіцієнта q), температурною залежністю H у вихідних рівняннях. Тим не менше можна зробити висновок про те, що різке зменшення діелектричної проникності і наявність відповідного максимуму втрат кристалів SbSJ і $Sn_2P_2S_6$ в сегнетоелектричній фазі зв'язані із зменшенням рухливості доменних границь, тобто "заморожуванням" доменної структури кристалів.

ЛИТЕРАТУРА

1. Itoh K., Mitsui T. Anomalies of dielectric constants of Triglicine sulphate at low temperatures.- J. Phys. Soc. Japan, 1967. V.23, N2. P.334-337.
2. Петров В.М., Коган О.И. Релаксация доменных стенок в триглицинсульфате.- Кристаллография, 1970. Т.15, в.5. С.1018-1021.
3. Choe A.M., Jucly I.H., Van Der Ziel. Domain wall dynamics and small -signal permittivity of TgS.- Ferroelectrics, 1978. V.17, N3-4. P.521-531.
4. Шильников А.В., Попов Е.С., Рапопорт С.А. О различных механизмах движения доменных границ в кристаллах сегнетовой соли вблизи верхней и нижней точки Кюри.- Кристаллография, 1969. Т.14, в.6. С.1028-1032.
5. Турик А.В., Бондаренко Е.И. Доменный вклад в диэлектрическую проницаемость сегнетозлектроиков.- Физ.тв.тела, 1974. Т.16, в.4. С.1240-1242.
6. Barkla H.M., Finlayson D.M. The properties of KH_2PO_4 below the Curie point.- Phyl. Mag., 1953. V.44, N349, ser.7. P.109-130.
7. Перевезева Л.П., Поплавко Ю.М., Петров В.М., Макаревская Е.В. Рез И.С. Дисперсия диэлектрической проницаемости в кристаллах KH_2PO_4 .- Кристаллография, 1969. Т.14, в.6. С.1028-1032.
8. Малек З., Шувалов Л.А., Фиала И., Штрайблова Я. Об аномальном поведении диэлектрической проницаемости кристаллов в RbDP ниже точки Кюри.- Кристаллография, 1968. Т.13, в.5. С.825-830.
9. Федосов В.Н., Сидоркин А.С. Влияние двумерного упорядочения на подвижность доменных границ.- Физ.тв.тела, 1977. Т.19, в.8. С.1322-1326.
10. Федосов В.Н., Камышников Г.Р. Температурная зависимость параметров доменной границы в модели Изинга.- Физ.тв.тела, 1978. Т.20, в.9. С.2828-2829.
11. Наконечный Ю.С., Горват А.А., Ляховицкая В.А., Задорожная Л.А., Чепур Д.В. Исследование низкотемпературных диэлектрических аномалий и доменной структуры SbSJ.- Кристаллография, 1978. Т.24, в.4. С.793-797.
12. Vysochansky Yu.M., Major M.M., Perechinsky S.I., Tikhomirova N.A. Domain structure of ferroelectric-semiconductor $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. Inter national symposium on domain structure of ferroelectrics and related materials. September, 1989. Volgograd. P.58.
13. Hamano K., Shinmi T. Electrostriction, piezoelectricity and elasticity in ferroelectric SbSJ.- J.Phys.Soc. Japan, 1972. V.33, N1. P.118-124.
14. Иванчик И.И. К макроскопической теории сегнетозлектроиков.- Физ.тв.тела, 1961. В.3, N12. С.3731-3742.
15. Шильников А.В., Попов Е.С., Шувалов Л.А., Донцова Л.И., Савин А.М., Константинова В.П. О некоторых особенностях доменного вклада в диэлектрические свойства монокристаллов ТГС инфранизких и низких частотах.- В сб.: Физика диэлектриков и полупроводников. Волгоград, 1978. С.7-18.
16. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков.- Киев: Вища школа, 1980.- С.308.
17. Рез И.С., Поплавко Ю.М. Диэлектрики. Основные свойства и применения в электронике.- М.: Радио и связь, 1989.- С.288.
18. Высоканий Ю.М., Гурзан М.И., Майор М.М., Рогач Е.Д., Савенко Ф.И., Сливка В.Ю. Пьезоэлектрические свойства монокристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. - Кристаллография, 1989. Т.28, в.4. С.870-872.

SUMMARY

THE DOMAIN WALL CONTRIBUTION TO DIELECTRIC SUSCEPTIBILITY OF THE SEMICONDUCTING - FERROELECTRICS CRYSTALS SbSJ AND $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$

A.A.Horvat, A.A.Molnar, Yu.S.Nakonechnij.

The domain wall contribution to the dielectric susceptibility of SbSJ and $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ single crystals have been investigated. The model of domain wall motion in the potential field created by defects and crystal lattice is considered. It is shown, that the motion is the relaxation one. It is concluded, that the anomaly of dielectric properties of SbSJ and $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ single crystals in ferroelectric phase appear due to "freezing" of domain wall oscillations.

РЕЗЮМЕ.

ВКЛАД ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ-ПОЛУПРОВОДНИКОВ $SbSJ$ И $Sn_2P_2S_6$.

Горват А.А., Молнар А.А., Наконечный Ю.С.

Исследован вклад доменных границ в комплексную диэлектрическую проницаемость монокристаллов $SbSJ$ и $Sn_2P_2S_6$. Рассмотрена модель движения доменной стенки в потенциальном поле созданном кристаллической решеткой и дефектами кристалла; показано, что ее движение носит релаксационный характер. На основе полученных результатов сделан вывод о том, что аномалии диэлектрических свойств кристаллов $SbSJ$ и $Sn_2P_2S_6$ в сегнетоэлектрической фазе обусловлены "замораживанием" осцилляций доменных границ.