

МОДЕЛЮВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ СПЕКТРІВ ПЛІВОК δ -ФАЗИ Bi_2O_3

І. М. Черненко, В. М. Дуда, К. В. Часовський
Дніпропетровський національний університет
вул. Наукова, 13, Дніпропетровськ, 49050, Україна

(Отримано 10 липня 2006 р.; в остаточному вигляді — 2 лютого 2007 р.)

Кожен із трьох різновидів дисперсії, що спостерігається в діелектричних спектрах $\varepsilon'(\omega)$, $\varepsilon''(\omega)$ плівок δ -фази Bi_2O_3 у температурному інтервалі 20–200°C і відповідає різним поляризаційним явищам, моделювали частотними характеристиками простіших двополюсників, у яких ідеальна ємність C змінена на “універсальну”. Запропоновано схему вислідного двополюсника (що складається із двох “універсальних” ємностей $C_n(\omega) = B_n(j\omega)^n$, $C_m(\omega) = B_m(j\omega)^m$ й одного активного опору R), частотні характеристики якого досить повно відтворюють експериментальні діелектричні спектри. При $n = 1$ й $m = 1$ двополюсник являє собою “дебаївський” еквівалентний ланцюжок. Відповідно до запропонованих механізмів дисперсії $\varepsilon^*(\omega)$ результати дали змогу визначити температурні залежності питомої електропровідності на сталому струмі $\sigma(0)$, часи релаксації провідності τ_1 й об’ємного заряду τ_2 , діелектричної проникності об’єму ε_∞ , ємності ділянки об’ємного заряду $C_{\text{оз}}$, а також параметрів n і m , що характеризують “універсальні” ємності.

Ключові слова: діелектричний спектр, питома провідність, “універсальна” ємність, релаксація, об’ємний заряд, апроксимація, дисперсія.

PACS number(s): 73.40.–с

ВСТУП

Уже протягом кількох десятиліть із боку дослідників у галузі матеріалознавства не зменшується зацікавлення фізичними властивостями оксиду вісмуту Bi_2O_3 . Це пов’язано з тим, що стабільна при високих температурах (1002–1097 К) δ -фаза має рекордно високу йонну провідність за киснем з усіх відомих твердотільних йонних провідників [1,2]. Процеси в йонних провідниках у змінних електричних полях, особливо при підвищених температурах, досить складні й різноманітні, що пов’язано не тільки з рухом носіїв заряду різного типу в об’ємі, але й можливим їх нагромадженням поблизу електродів, що їх частково блокують. Аналіз електрофізичних властивостей таких матеріалів можна здійснювати за допомогою моделювання діелектричних спектрів або їхніх фрагментів частотними характеристиками RC -двополюсників [3].

Раніше ми вже повідомляли про одержання плівок Bi_2O_3 [4,5], у яких δ -фаза існує при кімнатній температурі. Мета цієї роботи — змоделювати діелектричні спектри $\varepsilon'(\omega)$, $\varepsilon''(\omega)$ плівок δ -фази Bi_2O_3 у температурному інтервалі 20–200°C за допомогою частотних характеристик RC -двополюсників, яким відповідають певні поляризаційні явища, що спостерігаються у твердотільних діелектриках, та на їхній підставі визначити температурні залежності параметрів, які характеризують електрофізичні властивості таких плівок.

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Для одержання плівок Bi_2O_3 часто використовують найбільш доступний термовакuumний метод, при цьому формуються плівки, що складаються із суміші

різних фаз [6]. Використання методики йоноплазмового реактивного розпилення дає змогу отримати одnofазні плівки α - і β - Bi_2O_3 [7]. Методика реактивного магнетронного розпилення дала нам змогу одержати, крім α - і β -фаз, плівки метастабільної δ -фази Bi_2O_3 [4, 5]. Для виміру електрофізичних властивостей таких плівок виготовляли зразки сандвіч-структури, на які термовакuumним напилюванням або магнетронним розпиленням наносили металеві електроди із платини та срібла. Дослідження проводили при фіксованих температурах в інтервалі 20–200°C у діапазоні частот 5 Hz–0.5 MHz за допомогою вимірювача повного комплексного опору VM-507. Знаючи геометричні розміри плівок можна обчислити ε' та ε'' і побудувати їхні частотні характеристики $\varepsilon'(\omega)$ і $\varepsilon''(\omega)$, що докладно описується в роботі [8].

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ МОДЕЛЮВАННЯ

Діелектричні спектри плівок δ - Bi_2O_3 досить складні. Однак у температурно-частотному інтервалі, що досліджувався, можна виділити три характерні ділянки (рис. 1). Перша виявляється при низьких температурах і високих частотах, де логарифмічні залежності $\varepsilon'(\omega)$, $\varepsilon''(\omega)$ практично рівнобіжні один одному й показують невелику зміну з підвищенням частоти (рис. 1(а)). З підвищенням температури (рис. 1(б)) з’являється друга характерна ділянка спектра, де $\varepsilon'(\omega)$ слабо залежить від частоти, а $\varepsilon''(\omega)$ нахилено до горизонтальної осі під кутом $-\pi/4$. Нарешті, третю характерну ділянку спектра спостерігаємо при $t > 100^\circ\text{C}$ у низькочастотному діапазоні і вона характеризується одночасним збільшенням $\varepsilon'(\omega)$ і $\varepsilon''(\omega)$ зі зниженням частоти.

Уже перші результати з моделювання показали, що всі три види дисперсії діелектричної проникності $\varepsilon^*(\omega)$ відрізняються від тих, які можна було б одержати, аналізуючи частотні характеристики двополюсників, що складаються з ідеальних R - і C -компонентів. У зв'язку з цим, замість ідеальної (яка не залежить від частоти) ємності C , ми використали “універсальну” ємність, що є функцією частоти [9]:

$$C_n(\omega) = B_n(j\omega)^{n-1}, \quad (1)$$

де B_n — деяка константа, а n — безрозмірний параметр, що може змінюватися в межах $0 < n < 1$; j — уявна одиниця.

Справді, перший вид дисперсії характерний для діелектриків із низькими втратами. Очевидно, що у випадку використання для моделювання ідеальної ємності C її уявна компонента C'' повинна дорівнювати нулеві, а дійсна компонента C' не повинна змінюватися з частотою, що не відбиває експериментальних спектрів. З іншого боку, при використанні “універсальної” ємності $C_n(\omega)$ автоматично з'являється уявна компонента C'' й одночасно збільшуються C' і C'' зі зниженням частоти:

$$C_n(\omega) = B_n(\omega)^{n-1} \left(\sin \frac{n\pi}{2} - j \cos \frac{n\pi}{2} \right). \quad (2)$$

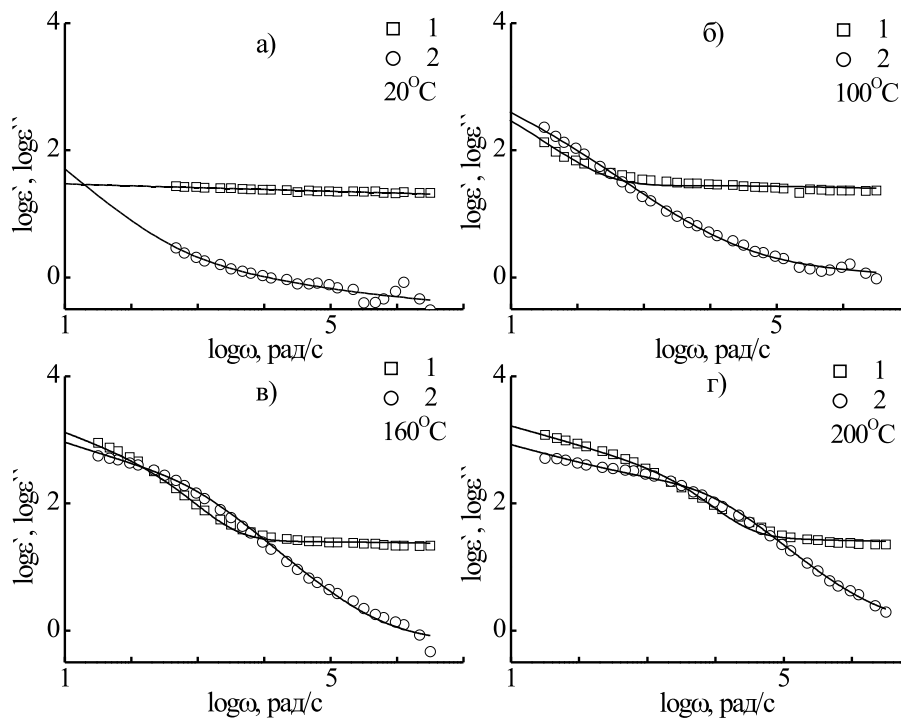


Рис. 1. Логарифмічні частотні характеристики ε' , ε'' для зразків плівок $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$, які отримані під час нагрівання, при температурах: а) 20°C ; б) 100°C ; в) 160°C ; г) 200°C . \circ та \square — експериментальні дані, суцільні лінії — результати апроксимації.

Другий вид дисперсії спостерігаємо в діелектриках із високою наскрізною провідністю [3], й в ідеальному випадку його можна було б описати частотними характеристиками паралельного RC -двополюсника. Якщо використати замість ідеальної ємності C “універсальну” $C_n(\omega)$ і визначити комплексну провідність $G^*(\omega)$ паралельного $RC_n(\omega)$ -двополюсника, то можна одержати вираз, відомий у літературі як рівняння Альмонда-Веста, що описує процеси релаксації йонної провідності в діелектриках [9]:

$$G^*(\omega) = \frac{1}{R} + j\omega B_n(j\omega)^{n-1} = G(0) [1 + (j\omega\tau_1)^n], \quad (3)$$

де $G(0) = 1/R$ — провідність діелектрика на сталому струмі; $\tau_1 = (RB_n)^{1/n}$ — час релаксації провідності, а n — параметр, що характеризує “універсальну” ємність.

Оскільки у δ -фазі Bi_2O_3 повинен бути йонний (за киснем) складник електропровідності, то ми вважаємо, що третій вид дисперсії може бути зумовлений нагромадженням об'ємного заряду поблизу електродів (що блокують або частково блокують) за рахунок міграційної (об'ємно-зарядової) поляризації. У цьому випадку еквівалентною схемою діелектрика має бути ідеальний послідовний RC -двополюсник, частотні характеристики якого відповідають дебаївському процесу на низьких частотах при високих температурах наші експериментальні спектри не показують насичення діелектричної проникності $\varepsilon'(\omega)$, а також не спостерігається максимум діелектричних утрат $\varepsilon''(\omega)$. Однак, якщо у послідовному RC -двополюснику ідеальну ємність C змінити на “універсальну” $C_m(\omega) =$

$B_m(j\omega)^{m-1}$ і визначити загальну ємність $RC_m(\omega)$ -двополосника:

$$C^*(\omega) = \frac{\frac{1}{j\omega R} \cdot B_m(j\omega)^{m-1}}{\frac{1}{j\omega R} + B_m(j\omega)^{m-1}} = \frac{C_{\text{оз}}(j\omega\tau_2)^{m-1}}{1 + (j\omega\tau_2)^m}, \quad (4)$$

де $\tau_2 = (RB_m)^{1/m}$ — час релаксації об'ємного заряду, $C_{\text{оз}} = G(0) \cdot \tau_2$ — ємність ділянки об'ємного заряду, $0 < m < 1$ — параметр, що характеризує “універсальну” ємність, то виявляється, що поведінка частотних характеристик $C'(\omega)$ і $C''(\omega)$ цього ланцюжка залежить від значення параметра m . У міру того, як m усе більше відрізняється від одиниці, розрахункові характеристики все повніше відбивають поведінку експериментальних залежностей $\varepsilon'(\omega)$ і $\varepsilon''(\omega)$.

Щоб знайти еквівалентну схему діелектрика, що одночасно описувала б три види дисперсії, які спостерігаємо у спектрах плівок δ - Bi_2O_3 , необхідно виконати такі вимоги: а) у схемі повинен бути тільки один опір $R = 1/G(0)$ — опір зразка плівки на постійному струмі; б) $C_{\text{оз}} \gg C_{\text{об}}$ — ємність ділянки об'ємного заряду набагато більша від ємності об'єму зразка [12]. Ці умови певною мірою задовольняє еквівалентний вислідний двополосник, схема якого наведена на вставці рис. 2.

Для опису діелектричних спектрів плівок δ - Bi_2O_3 у всьому досліджуваному частотно-температурному інтервалі насамперед визначали загальну провідність вислідного двополосника:

$$G^*(\omega) = \frac{G(0)}{\left[1 + \frac{G(0)}{B_m(j\omega)^m}\right]} + j\omega B_n(j\omega)^{n-1} \quad (5)$$

$$= G(0) \left[\frac{(j\omega\tau_2)^m}{[1 + (j\omega\tau_2)^m]} + \frac{(j\omega\tau_2)^m (j\omega\tau_1)^n + (j\omega\tau_1)^n}{[1 + (j\omega\tau_2)^m]} \right].$$

Переходячи до виразу для комплексної ємності,

$$C^*(\omega) = \frac{G^*(\omega)}{j\omega}, \quad (6)$$

і виділяючи з нього дійсну $C'(\omega)$ і уявну $C''(\omega)$ компоненти, а також ураховуючи геометричні параметри плоского плівкового конденсатора, можна одержати вирази для компонентів комплексної діелектричної проникності $\varepsilon'(\omega)$ і $\varepsilon''(\omega)$:

$$\varepsilon'(\omega) = \frac{\sigma(0)}{\omega\varepsilon_0} \left[\frac{(\omega\tau_2)^m \sin\left(\frac{m\pi}{2}\right) + (\omega\tau_1)^n \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right)}{1 + 2(\omega\tau_2)^m \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) + (\omega\tau_2)^{2m}} \right. \\ \left. + \frac{2(\omega\tau_1)^n (\omega\tau_2)^m \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right)}{1 + 2(\omega\tau_2)^m \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) + (\omega\tau_2)^{2m}} \right. \\ \left. + \frac{(\omega\tau_1)^n (\omega\tau_2)^m \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right)}{1 + 2(\omega\tau_2)^m \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) + (\omega\tau_2)^{2m}} \right], \quad (7)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\sigma(0)}{\omega\varepsilon_0} \left[\frac{(\omega\tau_2)^m \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) + (\omega\tau_1)^n \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right)}{1 + 2(\omega\tau_2)^m \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) + (\omega\tau_2)^{2m}} \right]$$

$$+ \frac{2(\omega\tau_1)^n (\omega\tau_2)^m \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{2}\right)}{1 + 2(\omega\tau_2)^m \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) + (\omega\tau_2)^{2m}} \\ + \frac{(\omega\tau_2)^{2m} + (\omega\tau_1)^n (\omega\tau_2)^{2m} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right)}{1 + 2(\omega\tau_2)^m \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) + (\omega\tau_2)^{2m}}, \quad (8)$$

де $\sigma(0)$ — питома провідність об'єму плівки; τ_1 — та τ_2 — часи релаксації провідності й об'ємного заряду відповідно, а n та m — параметри, що характеризують “універсальні” ємності. При $n, m = 1$ рівняння (7) і (8) описують ідеальний дебайвський спектр [13].

Вирази (7), (8) використовували для апроксимації експериментальних діелектричних спектрів, які отримані при різних температурах шляхом мінімізації одночасно двох цільових функцій послідовним симплекс-методом [14] з використанням ЕОМ. Отримані криві для температур 20, 100, 160 й 200°C зображені разом з експериментальними даними на рис. 1. Як вихідні параметри для кожної температури використано значення $\sigma(0)$, τ_1 та n , які можна одержати, якщо побудувати експериментальні дані, що відповідають другому виду дисперсії, у площині комплексної питомої провідності [15]. Початкові значення параметрів τ_2 та m вибирали з результатів екстраполяції [8] та умов $\tau_2 \gg \tau_1$ й $0 < m < 1$.

ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Важливою особливістю моделювання є можливість визначити температурні залежності електрофізичних характеристик плівок і параметрів у виразах (7), (8), що відбивають поляризаційні процеси в досліджуваному матеріалі в змінних електричних полях.

На рис. 2 в арреніусівських координатах наведено температурні залежності питомої провідності на сталому струмі $\sigma(0)$, часів релаксації провідності τ_1 і релаксації об'ємного заряду τ_2 , на яких можна визначити високо- і низькотемпературні лінійні ділянки, що вказують на термоактиваційний характер процесів, що відбуваються у плівках δ - Bi_2O_3 :

$$\sigma(0) = \sigma(0) \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{KT}\right), \quad (9)$$

$$\tau(0) = \tau(0) \exp\left(\frac{\Delta E_\tau}{KT}\right). \quad (10)$$

Із тангенса кута нахилу кожної лінійної ділянки можна визначити енергії активації ΔE_σ і ΔE_τ , а екстраполюючи прямі до $1/T \rightarrow 0$, можливо одержати значення передекспоненційних множників $\sigma(0)$ — для провідності й для часів релаксації $\tau_{1(0)}$ і $\tau_{2(0)}$, які наведені в таблиці 1. Наявність зламів на температурних залежностях може свідчити про те, що як у поляризаційні процеси, так й у процеси провідності внесок дають носії зарядів декількох типів. Однак сьогодні робити остаточні висновки щодо фізичної природи цих носіїв було б передчасно.

Параметри	Температури	
	Низькі	Високі
ΔE_{σ} , эВ	0.57	0.95
$\sigma(0)$, Ом ⁻¹ М ⁻¹	10	2.3·10 ⁵
ΔE_{τ_1} , эВ	0.55	0.97
$\tau_{1(0)}$, с	2·10 ⁻¹⁰	1.7·10 ⁻¹⁵
ΔE_{τ_2} , эВ	0.47	0.98
$\tau_{2(0)}$, с	1.2·10 ⁻⁸	2.4·10 ⁻¹⁴

Таблиця 1. Значення енергій активації та передекспоненційних множників високо- і низькотемпературних ділянок, що отримані з температурних залежностей питомої провідності $\sigma(0)$ і часів релаксації τ_1 і τ_2 .

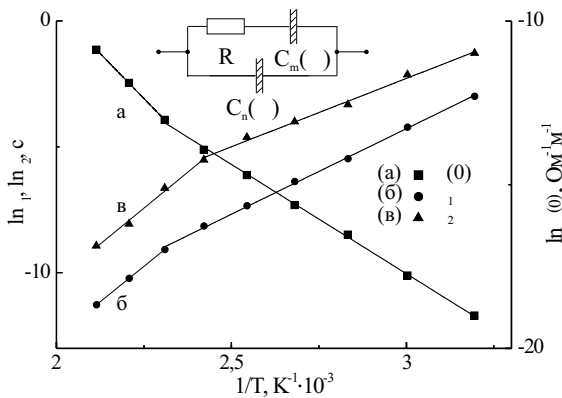


Рис. 2. Температурні залежності (а) — $\sigma(0)$, (б) — τ_1 , (в) — τ_2 плівок δ - Bi_2O_3 , що побудовані в арреніусовських координатах. На вставці схема вислідного двополюсника для моделювання діелектричних спектрів.

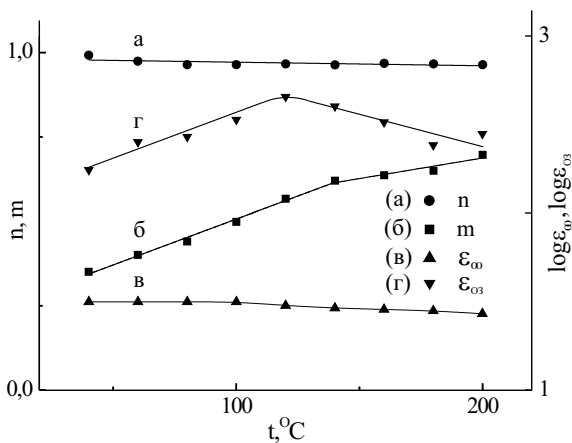


Рис. 3. Температурні залежності (а) — n , (б) — m , (в) — ϵ_{∞} , (г) — ϵ_{03} плівок δ - Bi_2O_3 .

З рис. 3 можна бачити, що параметр n за значенням близький до одиниці (~ 0.98) і практично не за-

лежить від температури, а параметр m при $t = 20^\circ\text{C}$ істотно нижчий від одиниці (~ 0.37) і збільшується з підвищенням температури до значення ~ 0.7 .

Знаючи питому провідність об'єму плівки $\sigma(0)$ і час релаксації процесу провідності τ_1 , а також зважаючи на те, що $n \approx 1$, можна визначити високочастотну діелектричну проникність об'єму плівки:

$$\epsilon_{\infty} = \frac{\sigma(0)\tau_1}{\epsilon_0}, \quad (11)$$

(ϵ_0 — діелектрична стала) і побудувати її температурну залежність. На рис. 3, який зроблено в логарифмічному масштабі, можна побачити, що величина $\epsilon_{\infty} \approx 30$ при $t = 20^\circ\text{C}$ слабко зменшується з підвищенням температури. Досить високі значення ϵ_{∞} є характерними для сполук, що складаються з йонів, які сильно поляризуються, таких, як Bi^{3+} й O^{2-} , і близькі до значень ϵ_{∞} для Bi_2O_3 , що отримані в роботах інших авторів (25 для кераміки [16] й 29 для плівок Bi_2O_3 [17]).

Щодо ємності ділянки об'ємного заряду C_{03} необхідно зробити такі зауваження. Ємність C_{03} , як це впливає з рівняння (4), можна визначити зі співвідношення $C_{03} = G(0)\tau_2$. Використовуючи геометричні параметри плівки, можна формально обчислити й діелектричну проникність ϵ_{03} , температурну залежність якої в логарифмічному масштабі зображено на рис. 3 (г). Істотно завищені значення ϵ_{03} у порівнянні з ϵ_{∞} є фіктивними й зумовлені тим, що товщина плівки ($d_{\text{пл}}$) істотно більша від ширини ділянки об'ємного заряду (d_{03}), що залежить від щільності цього заряду, його рухливості, властивостей блокувальних електродів та іншого. Зважаючи, що $\epsilon_{03} = \epsilon_{\infty}$ [12], можна оцінити товщину ділянки об'ємного заряду з такого співвідношення:

$$d_{03} \approx \frac{\epsilon_{\infty}}{\epsilon_{03} + \epsilon_{\infty}} d_{\text{пл}}. \quad (12)$$

При $d_{\text{пл}} = 1$ мкм ширина ділянки об'ємного заряду на низьких частотах та при високих температурах набуває мінімального значення при 0.02 мкм, що, однак, істотно більше від товщини подвійного електричного шару (шару Гельмгольца).

Розгляньмо, не вдаючись у деталі, параметри n і m , що характеризують “універсальні” ємності $C_n(\omega)$ і $C_m(\omega)$.

Використання “універсальної” ємності за Джоншером [9] дає змогу описувати механізми поляризації, що залежать від руху будь-яких заряджених часток (електронів, йонів і диполів), зміна положення яких здійснюється дискретно за допомогою стрибків між можливими стійкими станами. Така поведінка суперечить, з одного боку, дебайвській моделі вільно “плаваючих” диполів, а з іншого — зовсім не схожа на поведінку вільних електронів у зоні провідності в напівпровідниках. Друге фундаментальне положення Джоншера пов'язано зі взаємодією часток або явищем часткового екранування кожного диполя чи заряду після його переходу в новий стійкий стан усіма

іншими диполями або зарядами, що існують у системі. Така взаємодія мінімальна при $n(m) = 1$ і максимальна при $n(m) = 0$.

Певно, значення $n \sim 1$ у нашому випадку відбиває взаємодію носіїв заряду під час їхнього руху в електричному полі із кристалічною ґраткою. З іншого боку, у випадку нагромадження зарядів поблизу електродів варто очікувати посилення їхньої взаємодії між собою, наслідком чого може бути поява процесів зворотної дифузії, що буде підставою істотно меншого за значенням параметра m порівняно зі значенням параметра n .

Докладніше обговорення результатів із залученням додаткових експериментальних даних буде проведено в наступних роботах.

ВИСНОВОК

Показано, що дисперсію діелектричної проникності $\varepsilon^*(\omega)$ плівок δ -фази Bi_2O_3 у температурному інтервалі 20–200°C можна досить повно апроксимувати частотними характеристиками “дебаївської” еквівалентної схеми, у якій, однак, замість ідеальних ємностей використано “універсальні” $C_n(\omega)$ і $C_m(\omega)$, що залежать від частоти. Отримані результати, згідно із запропонованими механізмами дисперсії $\varepsilon^*(\omega)$, дали змогу визначити діелектричні характеристики плівок, що описують спостережувані в змінних електричних полях явища, і побудувати їхні температурні залежності.

-
- [1] T. Takahashi, T. Esaka, H. Iwahara, J. Appl. Electrochem. **7**, 303 (1977).
- [2] H. A. Harwig, A. G. Gerards, J. Solid State Chem. **26**, 265 (1978).
- [3] A. K. Jonscher, *Dielectric Relaxation in Solids* (Chelsea Dielectric Press, London, 1983). p. 380.
- [4] І. М. Черненко, К. В. Часовський, В. Ф. Катков, *VIII Міжнародна конференція з фізики і технології тонких плівок* (Івано-Франківськ, 2001), с. 226.
- [5] І. М. Черненко, К. В. Часовський, В. Ф. Катков, Фіз. хім. тверд. тіла, **3**, 531 (2002).
- [6] J. George, V. Pradeep, K. S. Joseph, Thin Solid Films **144**, 255 (1986).
- [7] M. L. Lieberman, R. C. Medrud, J. Electrochem. Soc. **116**, 242 (1984).
- [8] І. М. Черненко, В. М. Дуда, К. В. Часовський, Фіз. хім. тверд. тіла **6**, 500 (2005).
- [9] A. K. Jonscher, Scientific Papers of the Institute of Electrical Engineering Fundamentals of Wroclaw Technical University №16, 5 (1977).
- [10] D. P. Almond, A. R. West, Solid State Ionics, **23**, 27 (1987).
- [11] Ю. М. Поплавко, *Фізика діелектриків* (Вища школа, Київ, 1980).
- [12] H. H. Byer, L. C. Bobb, J. Appl. Phys. **45**, 3738 (1974).
- [13] I. D. Raistrick, Ann. Rev. Matter. Sci. **16**, 343 (1986).
- [14] Т. Шуп, *Решение инженерных задач на ЭВМ* (Мир, Москва, 1982).
- [15] І. М. Черненко, В. М. Дуда, К. В. Часовський, Фізика. Радіоелектроніка **12** 168 (2004).
- [16] C. N. R. Rao, Rao G. B. Subba, S. Ramdas, J. Phys. Chem. **73**, 672 (1969).
- [17] В. В. Мокроусов, Изв. высших учебных заведений, физика **8**, 124 (1972).

THE MODELLING OF DIELECTRIC SPECTRA OF THE δ -PHASE Bi_2O_3 FILMS

I. M. Chernenko, V. M. Duda, K. V. Chasovsky
Dnipropetrovsk National University
 13 Naukova St., Dnipropetrovsk, 49050, Ukraine

Every dispersion species from three different ones observed in the dielectric spectra $\varepsilon'(\omega)$, $\varepsilon''(\omega)$ of δ - Bi_2O_3 films in the temperature interval 20–200°C has been fit by the frequency characteristics of the simplest RC -circuits whose ideal capacities were changed by “universal” ones. A resultant equivalent circuit (consisting of two “universal” capacities $C_n(\omega) = B_n(j\omega)^n$, $C_m(\omega) = B_m(j\omega)^m$ and a single active resistor R) whose frequency characteristics reflects experimental data sufficiently well are suggested. At $n, m = 1$ this circuit represents well known Debye equivalent circuit. In accordance with the suggested dispersion mechanisms the obtained results have allowed to determine the temperature dependencies of the volume dc -conductivity $\sigma(0)$, conduction and space charge relaxation times τ_1 and τ_2 , respectively, as well as volume dielectric permittivity ε_∞ , space charge region capacitance C_{sc} , and parameters (n, m) characterizing “universal” capacities.