

І.М. Гасюк¹, Л.С. Кайкан², В.В. Угорчук¹, П.О. Сулим¹, Ю.С. Кайкан¹

ТЕМПЕРАТУРНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ТА ПРОВІДНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ МАГНІЙ-ЗАМІЩЕНОЇ ЛІТІЙ-ЗАЛІЗНОЇ ШПІНЕЛІ НА ОСНОВІ ІМПЕДАНСНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

¹Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57,
Івано-Франківськ, 76025, Україна

²Спільна науково-дослідна лабораторія фізики магнітних плівок Інституту металофізики
ім. Г.В. Курдюмова НАН України та Прикарпатського національного університету
імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76025, Україна, ndlfmp@pu.if.ua

Приведено результати вимірювань спектрів імпедансу полікристалічних зразків магній-заміщеної літій-залізної шпінелі складу $Li_{0,5}Fe_{2,4}Mg_{0,1}O_4$ в частотному діапазоні 10^2 – 10^5 Гц в інтервалі температур 295–723 К. Виявлено, що поведінка температурної залежності дійсної частини діелектричної проникності від температури свідчить про процеси активації електронних переходів між іонами заліза різної валентності й супроводжується переорієнтацією диполів у змінному полі.

За високих температур ($T > 573$ К) виявлений домінуючий вклад електропровідності на постійному струмі. Енергії активації провідності в області низьких (295–473 К) і високих (473–723 К) температур складають 0,3 і 0,4 еВ відповідно. Різниця значень енергії активації зростає зі збільшенням частоти й складає на частоті $f = 10^5$ Гц ~ 55 %. Проведено дослідження складових комплексного електричного модуля діелектричної поляризації, що дає можливість розділення електронної та іонної складових провідності.

Ключові слова: провідність, шпінель, формула Дебая, тангенс утрат.

Вступ

Ефективність роботи перезаряджуваних літійових джерел струму значною мірою залежить від особливостей структури електродів (зокрема катода) і транспортних властивостей іонів літію в матриці “господаря”. Літій-залізні складні оксиди зі структурою шпінелі володіють щільноупакованою каркасною будовою, що є сприятливою для електростимульованої дифузії літію в процесі електрохімічної інтеркаляції. Транспортні властивості літію в таких структурах визначаються як енергією активації носіїв, так і переважанням іонного типу провідності над електронним.

Уважається [1], що феритові шпінельні матеріали володіють доволі низьким значенням провідності. Так, для сполук $Li_2ZnTi_3O_8$ [2] за температури 770 К значення питомої провідності не перевищує 10^{-4} Ом⁻¹см⁻¹, що пояснюється тим, що в їх структурі координаційні поліедри літію являють собою щільноупаковані тетраедри, у яких рухливість літію є доволі низькою. Істеровалентне заміщення літій-залізної шпінелі, у якій літій займає в основному октаедричні позиції, дозволяє здійснити перерозподіл катіонів за підґратками. Так, навіть незначне введення іонів магнію [3] викликає рекомбінаційне зміщення катіонів у найближчих поліедрах, а саме: іон заліза Fe^{3+} , що знаходився в тетраедричному оточенні, заміщується іоном Li^+ , а сам переходить у незайняту сусідню октаедричну позицію. Такий перерозподіл викликає локальну перебудову лігандного оточення (як тетраедричного, так й октаедричного), що призводить до утворення дефектів, які, очевидно, будуть впливати на провідність та діелектричні властивості даного матеріалу. Подібний механізм перебудови ґратки досліджувався в роботі [4], у якій показано, що великі значення енергії активації $\sim 1,4$ еВ у сполуках $Li_{2x}Zn_{2-3x}Ti_{1+x}O_4$ ($0,33 \leq x \leq 0,67$) зумовлені процесами розупорядкування структури, пов'язаними з перерозподілом літію між зайнятими й вільними позиціями, оскільки наявність літію в октаедричних позиціях є несприятливою для іонного переносу. Крім цього, підвищений уміст Fe^{2+} в октаедричних позиціях (що визначається умовами синтезу: підвищенням температури спікання й високими швидкостями охолодження) дає зростання електронної складової провідності, що реалізується згідно [5] за стрибковим механізмом.

Оскільки тип електропровідності й порядок її величини впливають на процеси оборотного впровадження літію в шпінельну структуру, у даній роботі проведено температурно-частотні дослідження магній-заміщених літій-залізних шпінелей складу $Li_{0,5}Fe_{2,4}Mg_{0,1}O_4$.

Методика досліджень

Синтез зразків здійснювався за стандартною керамічною технологією подвійного спікання з вихідних оксидів Fe_2O_3 , MgO та гідроксиду літію LiOH марки ч.д.а. Рентгенівські дослідження синтезованих сполук на дифрактометрі ДРОН-3 в $\text{Cu}_{\text{K}\alpha}$ -випромінюванні показали однофазність отриманих зразків і приналежність їх до просторової групи $\text{Fd}\bar{3}m$, катіонний розподіл, знайдений за методом Рітвелда, на підставі катіонного розподілу іонів заліза та магнію, а також з умови електронейтральності, дав можливість виявити, що іони літію знаходяться як в окта-, так і в тетрапозиціях [3]. У цій же роботі методом мессабаурівської спектроскопії було підтверджено результати рентгеноструктурних досліджень.

Провідність при змінному струмі, тангенс утрат, дійсну та уявну частини діелектричної проникності визначали на основі експериментальних залежностей повного комплексного імпедансу, отриманих на спектрометрі Autolab PGSTAT 12/FRA-2 в діапазоні частот 0,01–100 кГц. Температурні залежності були отримані на основі імпедансних досліджень у режимі покрокового нагрівання з ізотермічною витримкою після кожних 50 градусів у діапазоні температур 295–723 К.

Результати та обговорення

На рис. 1 приведені імпедансні спектри системи $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,4}\text{Mg}_{0,1}\text{O}_4$ в координатах Нейквіста для різних температур. Графіки параметричних залежностей $Z'' = f(Z')$, де Z' і Z'' – функції частоти, мають форму однієї арки (дуги) для всіх значень температури зразка досліджуваного складу.

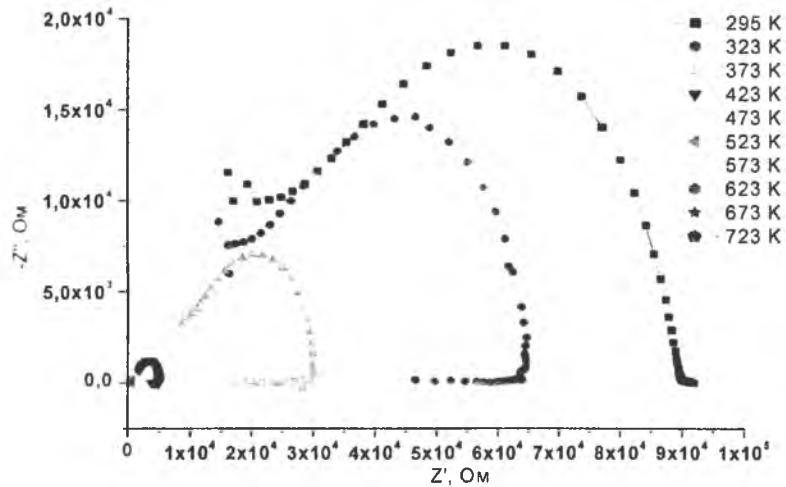


Рис. 1. Температурні залежності годографів імпедансу для системи $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,4}\text{Mg}_{0,1}\text{O}_4$

Як видно з рисунка, значення опору зразків сильно зменшується з підвищенням температури.

Температурні залежності дійсної ϵ' та уявної ϵ'' складових діелектричної проникності магній-заміщеної літій-залізної шпінелі при різних частотах наведено на рис. 2.

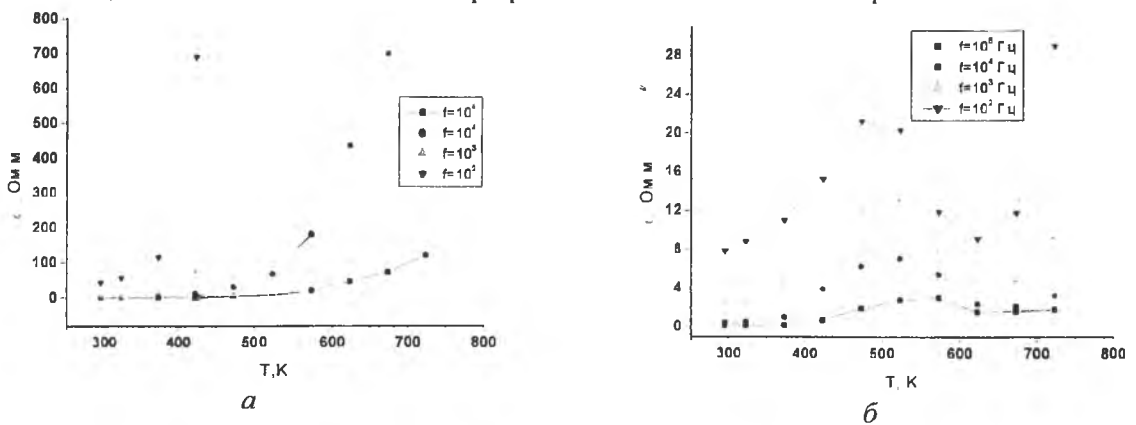


Рис. 2. Температурні залежності уявної (а) та дійсної (б) частин діелектричної проникності при частотах 10^2 – 10^5 Гц

Температурні залежності ϵ'' описуються плавними кривими, хід яких має різний характер в області низьких і високих температур. Зі зростанням температури вище $T = 400$ К уявна частина діелектричної проникності зростає сильніше зі зменшенням частоти. Температурні залежності дійсної частини діелектричної проникності характеризуються наявністю піка, положення якого зі збільшенням частоти зміщується у високотемпературний бік і супроводжується зменшенням його інтенсивності. Вище температури $T = 625$ К при всіх частотах залежності $\epsilon'(T)$ монотонно зростають і така тенденція зберігається до кінця досліджуваної температурної області. Залежності σ і ϵ'' від частоти f і температури T для полікристалічних феритів [5] прийнято інтерпретувати в рамках моделі міжшарової поляризації й міжшарової поляризації з участю поверхневого стану міжзеренних границь. Однією з основних причин виникнення міжшарової поляризації є процес електропереносу. Очевидно, за певної температури (у нашому випадку це 475–575 К) активізуються електронні переходи між іонами змінної валентності ($\text{Fe}^{2+} + \text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{1+} + \text{Fe}^{2+}$) і така перезарядка пар іонів є процесом переорієнтації диполів у змінному полі. Можна припустити, що зростання ϵ' зумовлене поляризацією або (що в даному випадку є більш імовірним) перезарядкою пар у складі електричних доменів, що спонтанно утворилися за даної температури внаслідок впливу прикладеного електричного поля. Виходячи з такого припущення, стає зрозумілим, що при підвищенні температури зростає така кількість доменів, що руйнуються внаслідок зростання вкладу теплового руху іонів, і, як це видно з рис. 2 б, спричиняє зменшення діелектричної проникності. Незначне зростання $\epsilon'(T)$ за температур вище 625 К, очевидно, спричинено індивідуальною перезарядкою пар різновалентних іонів заліза. Однак, оскільки швидкість зміни температурної залежності уявної частини діелектричної проникності (особливо при низьких частотах) на декілька порядків перевищує швидкість зміни температурної залежності дійсної частини, вказані особливості не відображаються на частотних залежностях тангенса втрат ($\text{tg } \delta$), наведених на рис. 3.

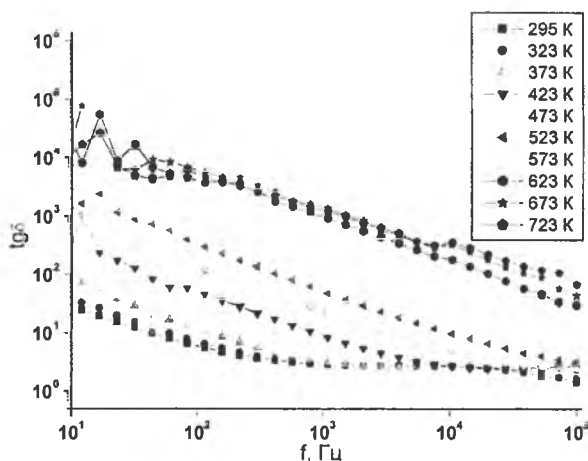


Рис. 3. Частотні залежності тангенса втрат ($\text{tg } \delta$) за різних температур

Загальною тенденцією для всіх кривих є те, що зі збільшенням частоти значення ($\text{tg } \delta$) спадають для всіх досліджуваних температур. Характерне зростання діелектричних утрат зі зменшенням частоти є ознакою прояву електропровідності постійного струму.

Для аналізу вказаного ефекту будувалися частотні залежності дійсної (σ') та уявної (σ'') складових питомої провідності за різних температур зйомки (рис. 4).

Як видно з рисунка, залежності $\sigma''(f)$ у напівлогарифмічному масштабі практично лінійні в області низьких частот. При переході в область високих частот $f > 10^2$ Гц величини σ'' починають зростати, причому залежно від температури це зростання має немонотонний характер. Так, максимальне зростання проявляється за температури 423 К, а за $T < 423$ К явного відхилення залежності $\sigma''(f)$ від лінійності не спостерігається.

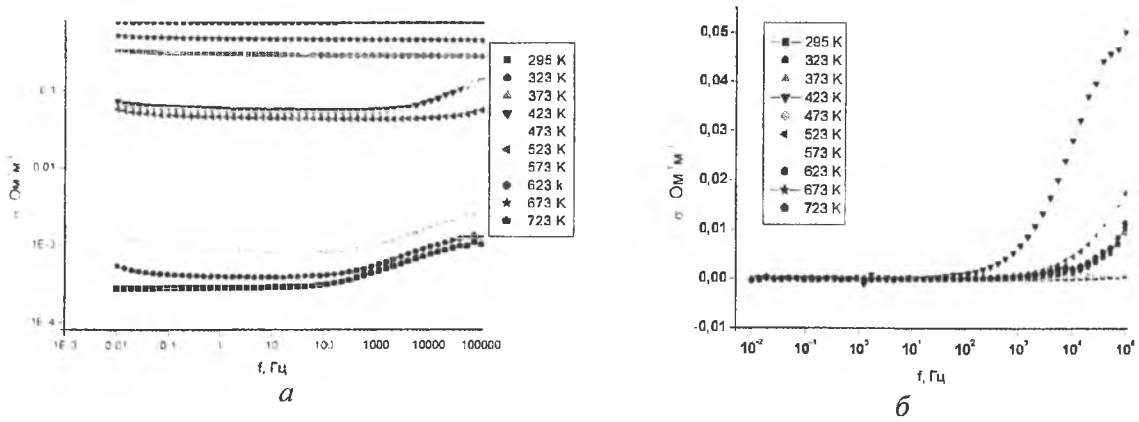


Рис. 4. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин питомої провідності за різних температур

Поведінка дійсної частини питомої провідності має свої особливості: так, ефект відхилення від лінійної залежності проявляється для низьких температур при частотах $f > 10^2$ Гц, причому зі зростанням температури права границя лінійної залежності зсувається в область вищих частот і за температур $T > 573$ К ці залежності цілком горизонтальні, що свідчить про те, що в даних структурах має місце dc -електропровідність та її вклад у діелектричний відгук зростає з температурою і за $T > 573$ К стає домінуючим.

Для оцінки величини провідності за різних температур були побудовані діаграми $\sigma'(\sigma')$ (рис. 5).

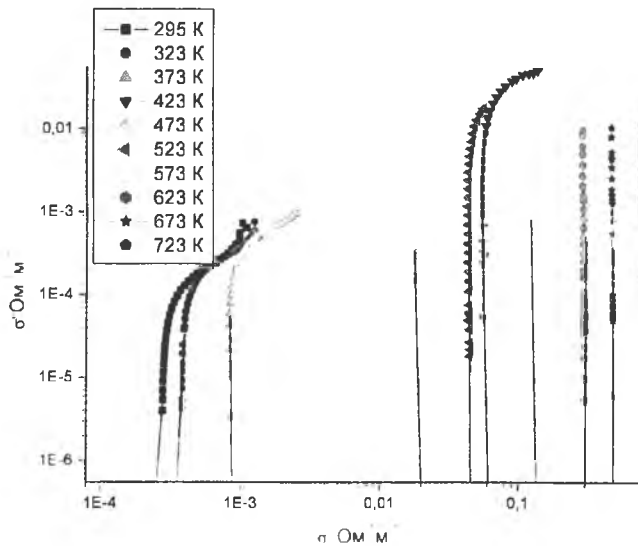


Рис. 5. Діаграми $\sigma'(\sigma')$ за різних температур

В області низьких частот ці залежності мають вигляд прямих. Екстраполюючи їх до перетину з віссю абсцис, можна безпосередньо знайти σ_{dc} для кожної вибраної температури. Значення σ_{dc} можна також знайти апроксимацією частотної залежності $\sigma'(f)$ за відомою релаксацийною формулою Дебая:

$$\sigma(\omega) = \sigma_{dc} + A\omega^n, \quad (1)$$

де σ_{dc} – провідність на постійному струмі, A і n – параметри, що залежать від температури. Коефіцієнт пропорційності A дорівнює [6]:

$$A = \frac{nq^2\delta^2\nu}{6k_B} \quad (2)$$

де n , q і δ – відповідно концентрація, заряд і довжина вільного пробігу носіїв, ν – частота коливань іонів у вузлах ґратки, k_B – стала Больцмана. Другий доданок у формулі (1) являє собою поляризаційну складову питомої провідності. Значення σ_{dc} , знайдені за обома методами, збігаються в межах похибки.

Аналіз отриманих даних показав, що електропровідність на постійному струмі магнітнімицних літій-залізних шпінелей за кімнатної температури складає $\sigma_{dc} \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. Температурна залежність σ_{dc} добре описується рівнянням $\sigma_{dc}(T) = \sigma_{dc0} e^{-\frac{\Delta E_{dc}}{k_B T}}$, де σ_{dc0} – апроксимоване значення σ_{dc} на нульову температуру, ΔE_{dc} – енергія активації носіїв заряду постійного струму, k_B – стала Больцмана. На рис. 6 наведено криву Арреніуса, з якої видно, що відрізки прямих, які описують дану залежність, мають різний нахил в області низьких і високих температур.

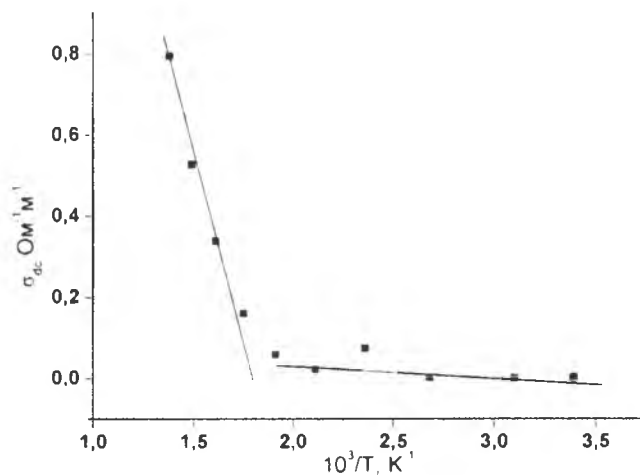


Рис. 6. Крива Арреніуса за постійного струму

У табл. 1 приведені значення σ_{dc} , отримані різними способами (σ_{dc}^* отримана із залежності $\sigma''(\sigma')$, а σ_{dc}^{**} – за релаксаційною формулою Дебая) за різних температур, і значення ΔE_{dc1} і ΔE_{dc2} , що відповідають високотемпературній та низькотемпературній областям. Також аналогічні залежності було побудовано для різних частот і на їх основі розраховувалась енергія активації носіїв струму в цих частотних діапазонах. Цікаво відзначити, що характерний хід кривої Арреніуса зберігає такий самий вигляд при всіх частотах. Залежності енергій активації ΔE_{dc1} і ΔE_{dc2} від частоти прикладеного поля наведені на рис. 7.

Таблиця 1

Провідність на постійному струмі та енергія активації

T, K	$\sigma_{dc}^* \cdot 10^{-4}, \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$	$\sigma_{dc}^{**} \cdot 10^{-4}, \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$	$\Delta E_{dc}, \text{ eV}$
295	2,69	2,5	0,33
323	4,04	3,5	
373	9,0	8,0	
423	51,0	48,0	
473	191,0	180,0	
523	443,0	420,0	0,38
573	1 200,0	1 195,0	
623	2 800,0	2 820,0	
673	4 500,0	4 480,0	
723	7 650,0	7 680,0	

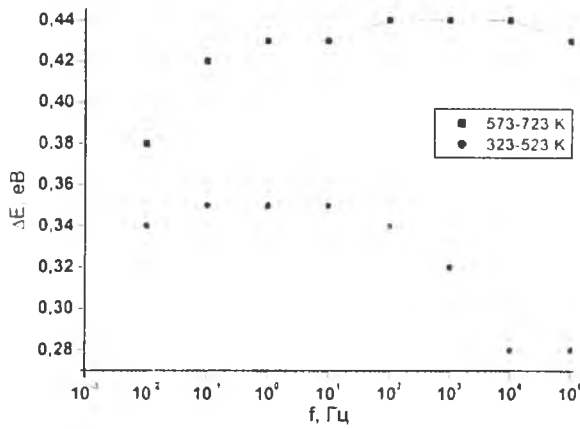


Рис. 7. Залежність енергії активації від частоти прикладеного поля

Характерно, що у високотемпературній області значення енергії активації для магній-замішених літій-залізних шпінелей близькі між собою й складають значення $\sim 0,4$ eV та майже не залежать від частоти прикладеного поля, а для низькотемпературної області – значення ΔE зменшується зі збільшенням частоти. Стрибок ΔE при постійному струмі складає близько 12 % і зростає зі збільшенням частоти, досягаючи при $f = 10^5$ Гц близько 55 %, що може бути свідченням [7] зміни механізму провідності: типу носіїв заряду і/або характеру їх переміщень у прикладеному полі. Величина стрибка енергії активації, очевидно, визначається як природою атомів, що утворюють кристалічну ґратку, так і технологією отримання матеріалу. У випадку нестехіометричних складних оксидів шпінельного типу мала величина енергії активації носіїв заряду постійного струму зумовлена дефектами кристалічної ґратки, що утворюються під час гетеровалентного заміщення. Зокрема, такими дефектами можуть бути вакансії в шпінельних підґратках, пов'язаних як із відхиленням від стехіометрії, так і з можливим частковим відновленням $Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+}$, викликаного присутністю літію.

Знайдені значення σ_{dc} дозволяють визначити комплексний електричний модуль $M^*_{ac} = M'_{ac} + jM''_{ac}$, пов'язаний тільки з діелектричною поляризацією, тобто не містить вкладу σ_{dc} . Комплексна питома провідність, зумовлена тільки діелектричною поляризацією, визначається виразом [7]:

$$\sigma^*_{ac} = (\sigma' - \sigma_{dc}) + j\sigma'' \quad (3)$$

Також можна знайти складові комплексного електричного модуля діелектричної поляризації:

$$M'_{ac} = \frac{\epsilon_0 \omega \sigma''}{(\sigma' - \sigma_{dc})^2 + \sigma''^2} \quad (4)$$

$$M''_{ac} = \frac{\epsilon_0 \omega (\sigma' - \sigma_{dc})}{(\sigma' - \sigma_{dc})^2 + \sigma''^2} \quad (5)$$

За рівняннями (4) і (5) були розраховані частотні залежності M'_{ac} і M''_{ac} (рис. 8) і побудовані діаграми M''_{ac} (M'_{ac}) у комплексній площині (рис. 9).

З рис. 8, б видно, що за високих температур $T > 473$ K уявна частина електричного модуля практично не залежить від частоти прикладеного поля, що свідчить про слабку дисперсію провідності, і при цих температурах основний вклад у провідність вносить електронна складова. Для температур $T < 473$ K у діапазоні частот $f \geq 10^2$ Гц залежність $M''(f)$ зростає, причому швидкість зростання зменшується зі збільшенням температури. Слабовиражений максимум для температур $T = 323$ K і $T = 473$ K, очевидно, пов'язаний із провідністю, зумовленою дифузійною рухливістю іонів літію по границях зерен. На жаль, досліджуваний діапазон частот виявився недостатнім для розділення вкладу на провідність зерен і границь зерен, що, очевидно, мав би спостерігатись при більш високих частотах. Для більш коректного розділення вкладу в провідність зерен і міжзеренних границь необхідно провести додаткові дослідження.

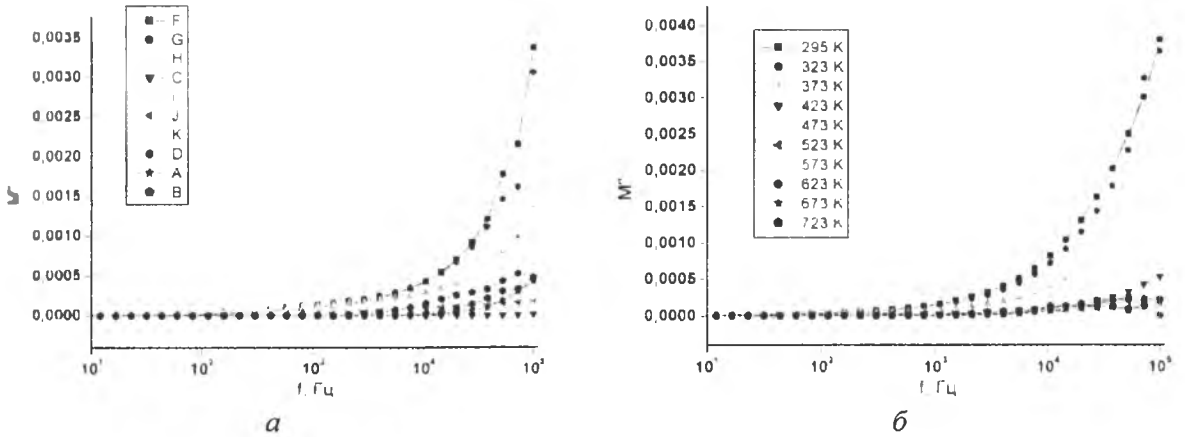


Рис. 8. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин комплексного електричного модуля без урахування провідності постійного струму

За положенням високочастотних максимумів на залежності $M''(f)$ за температур $T = 323$ К і 623 К був визначений найбільш імовірний час релаксації (τ) указаних складових діелектричної поляризації за співвідношенням

$$2\pi f_m \tau = 1, \quad (6)$$

який становить приблизно $\tau = 10^{-6}$ с. Оскільки температурні залежності M'_{ac} досить добре описуються релаксаційною формулою Дебая, для неї була знайдена енергія активації, яка приблизно рівна $\Delta E_m = 0,26$ еВ. Близькі значення ΔE_{dc} і ΔE_m у високотемпературному діапазоні свідчать про взаємозв'язок dc -електропровідності й діелектричної релаксації за високих температур.

З діаграми $M''_{ac}(M'_{ac})$ (рис. 9) для кімнатної температури видно, що зі зменшенням частоти різко зростає вклад уявної частини діелектричної поляризації, що свідчить про відхилення від дебаєвського типу релаксації й асоціюється зі взаємодією диполів, що релаксують. У логарифмічному масштабі (рис. 9, а) цю залежність можна представити у вигляді двох кіл із центрами, що лежать нижче осі абсцис. Причому низькочастотна ділянка має вище зміщення порівняно з високочастотною.

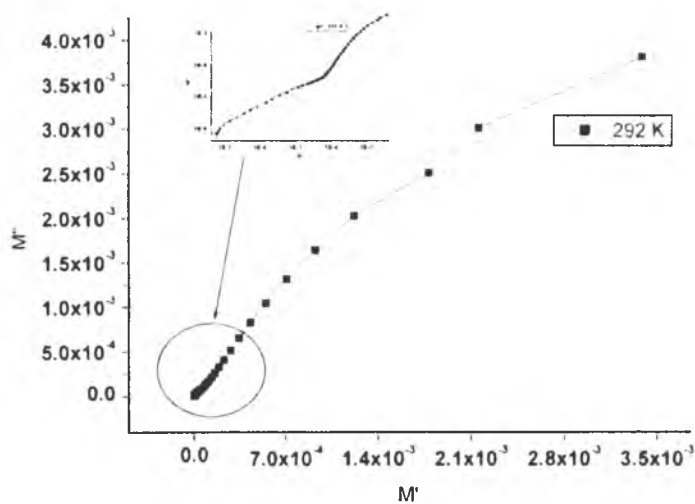


Рис. 9. Залежність $M''_{ac}(M'_{ac})$ (а) у лінійному масштабі та в логарифмічному (вставка)

За високих температур $T > 523$ К (рис. 10) низькочастотна ділянка дає різкий спад, що свідчить про сильну температурну залежність цієї складової. Зі збільшенням температури від

323 К до 573 К комплексна залежність M''_{ac} (M'_{ac}) розділяється на дві області: високочастотну й низькочастотну. Високочастотна область являє собою дугу півкола, більш яскраво виражену за вищих температур (523 К), а низькочастотна – утворює відрізок прямої, нахиленої приблизно під кутом 45° до осі абсцис. За температур вищих 623 К спостерігається тільки спотворена дуга, що, очевидно, можна пояснити зростаючим вкладом в іонну провідність границь зерен, по яких унаслідок скупчення значної кількості структурних дефектів полегшена дифузія іонів літію.

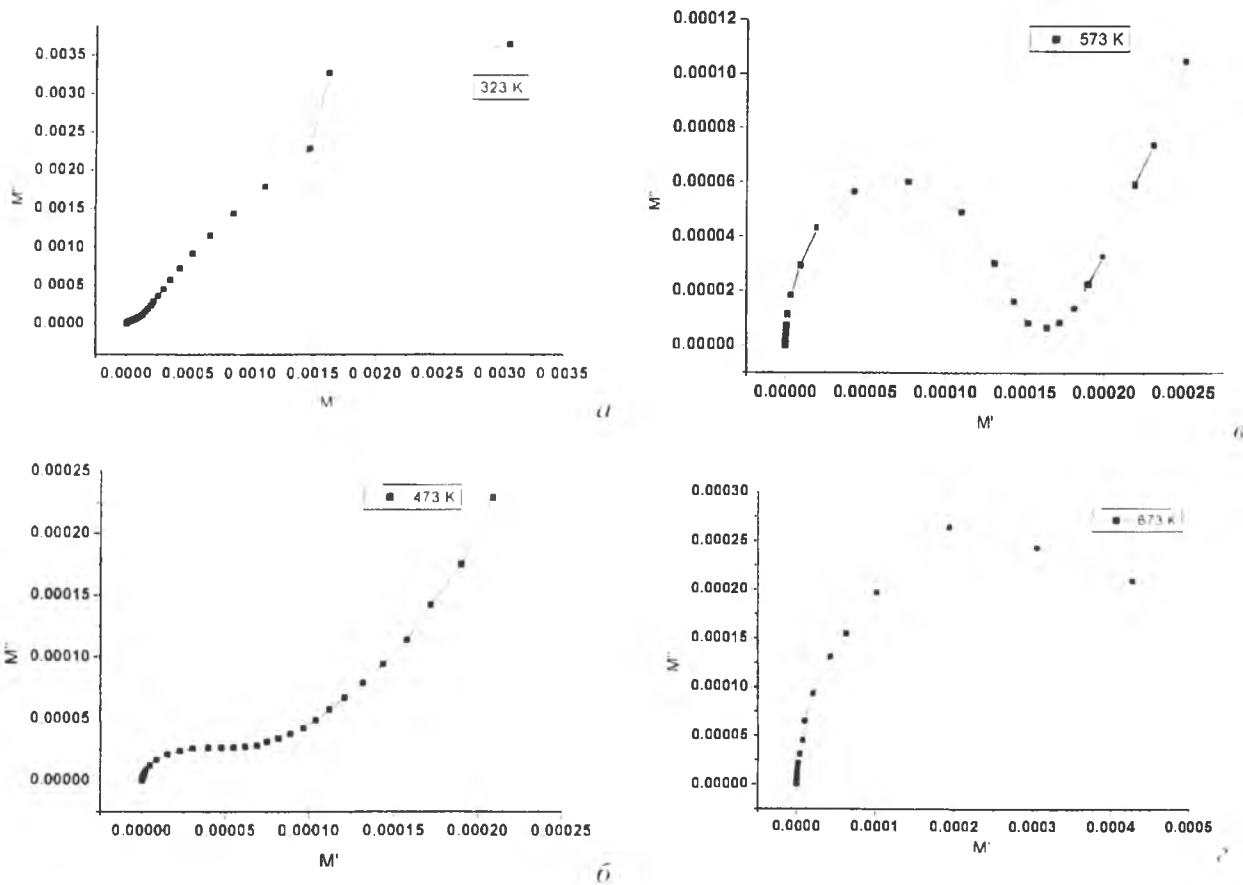


Рис. 10. Залежність M''_{ac} (M'_{ac}) (а) $T = 323$ К, (б) $T = 473$ К, (в) $T = 523$ К, (г) $T = 673$ К

Прийнято вважати [8], що складова електричного модуля, що сильно залежить від температури, визначає вклад у діелектричну поляризацію зерен кераміки, а складова, що слабо залежить від температури, – вклад границь зерен.

Висновки

На основі аналізу імпедансних спектрів показано, що поведінка температурної залежності дійсної частини діелектричної проникності характеризується наявністю максимуму в околі температур 475–575 К, що, безсумнівно, пов'язано із процесами активізації електронних переходів між іонами змінної валентності й супроводжується переорієнтацією диполів у змінному полі.

Характерний вигляд частотних залежностей σ' свідчить про наявність у магній-заміщеній літій-залізній шпінелі складу $Li_{0.5}Fe_{2.4}Mg_{0.1}O_4$ dc -електропровідності, вклад якої зростає з температурою і за $T > 573$ К її вклад у провідність стає домінуючим. Цей ефект нівелює вклади механізмів діелектричної поляризації повної комплексної провідності. На основі залежностей $\sigma(f)$ і діаграм $\sigma''(\sigma')$ оцінена величина σ_{dc} як функція температури. Поведінка $\sigma_{dc}(T)$ добре

описується експоненціальним активаційним законом $\sigma_{dc}(T) = \sigma_{dc0} e^{\frac{\Delta E_{dc}}{k_B T}}$. Енергія активації носіїв у діапазоні температур 323–523 К становить $\Delta E \sim 0,3$ еВ, а в околі температур – 523–723 – 0,4 еВ. Зі збільшенням частоти відмінність між енергіями активації зростає й при частоті $f \sim 10^5$ Гц становить 55 %, причому для низькотемпературної ділянки спостерігається дисперсія енергії активації (ΔE зменшується зі збільшенням частоти). Мала величина енергії активації носіїв

прямудію постійного струму даної системи, очевидно, зумовлена дефектами кристалічної ґратки, утвореними внаслідок гетеровалентного заміщення.

Урахування σ_{dc} дозволило визначити складові електричного модуля, пов'язаного тільки з діелектричною поляризацією, і зробити припущення стосовно можливого розділення вкладу в процеси діелектричної поляризації зерен та границь зерен, а також указати відповідні частотні діапазони їх прояву.

- 1 Mansour S. F. Frequency and Composition Dependence on the Dielectric Properties for Mg-Zn Ferrite / S. F. Mansour // Egypt. J. Solids. – 2005. – Vol. 28, № 2. – P. 263–273.
- 2 Поротников Н. В. Синтез и исследование электропроводности сложных оксидов в системе $Li_2O-ZnO-TiO_2$ / Н. В. Поротников, Н. Г. Чабан, К. И. Петров // Неорганические материалы. – 1982. Т. 18, № 6. – С. 1066–1067.
- 3 Гасюк І. М. Мессбауерівські і х-променеві структурні дослідження Mg-заміщених літій-залізних шпінелей / І. М. Гасюк, Л. С. Кайкан, І. П. Яремій // Науковий вісник Чернівецького університету. Фізика. Електроніка. – 2009. – Вип. 438. – С. 100–106.
- 4 Леонидов И. А. Структурные аспекты переноса лития в твердых электролитах $Li_{2x}Zn_{2-3x}Ti_{1+x}O_4$ ($0.33 \leq x \leq 0.67$) / И. А. Леонидов, О. Н. Леонидова // Журнал структурной химии. – 2004. – Т. 45, № 2. С. 277–283.
- 5 Малышев А. В. Температурные зависимости диэлектрических свойств литий-титановой ферритовой керамики / А. В. Малышев, В. В. Пешев, А. М. Притулов // ФТТ. – 2004. – Т. 46, Вып. 1. – С. 185–188.
- 6 Поплавко Ю. М. Физика диэлектриков / Ю. М. Поплавко. – К. : Вища шк., 1980. – 398 с.
- 7 Олехнович Н. М. Диэлектрические свойства перовскитной керамики $Bi(Mg_{0.5}Ti_{0.5})O_3$ по данным импедансспектрологии / Н. М. Олехнович, А. Н. Салак // ФТТ. – 2009. – Т. 51, Вып. 3. – С. 547–553.
- 8 Sinelair D. C. Appl Phys / D. C. Sinelair, A. R. West. – 1989. – № 66. – 3850 с.

Cite measuring result spectrum impedance of polycrystalline samples Mg²⁺ replace lithium-iron spinel structure $Li_{0.5}Fe_{2.4}Mg_{0.1}O_4$ in the frequency range 10^2-10^5 Hz in temperature range 295–723 K. Displayed, that conduct temperature dependence real part of dielectric conductivity from temperature affirm about process activation electron transition between ions of iron varied valence and accompany reorientation dipole in variable field

At high temperatures ($T > 573$ K) make apparent dominating contribution of electro conductivity on direct current. Activation energy of conductivity in low (295–473 K) and high (473–723 K) temperatures region put accordingly 0,3 and 0,4 eV. Distinction value activation energy grows with increase frequencies and form on a frequency $f = 10^5$ Hz ~55%. Take a research components complex electrical module of dielectric polarization, enabling division electronic and ionic part of conductivity.

Key words: conductivity, spinel, Debye's formula, losses tangent.

Гасюк Іван Михайлович – к.ф.-м.н., доцент кафедри матеріалознавства і новітніх технологій Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника;

Кайкан Лариса Степанівна – к.ф.-м.н., н.с. Інституту металофізики НАН України імені І.В. Курдюмова;

Угорчук Володимир Васильович – к.ф.-м.н., старший лаборант кафедри матеріалознавства і новітніх технологій Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника;

Сулум Петро Олегович – аспірант кафедри матеріалознавства і новітніх технологій Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника;

Кайкан Юлія Степанівна – студентка III курсу фізико-технічного факультету.