

Н.Т. Покладок, І.І. Григорчак, Р.Й. Ріпецький, Я.М. Бужук *, Ю.О. Кулик *
 Національний університет “Львівська політехніка”,
 *Львівський Національний університет ім. Івана Франка

СПІН-ЗАЛЕЖНІ КІНЕТИЧНІ ТА ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ПРОЦЕСИ В СТРУКТУРАХ З ПОЧЕРГОВИМИ НАПІВПРОВІДНИКОВИМИ ТА МАГНІТОАКТИВНИМИ ПОШАРКАМИ

© Покладок Н.Т., Григорчак І.І., Ріпецький Р.Й., Бужук Я.М., Кулик Ю.О., 2006

N.T. Pokladok, I.I. Grygorchak, R.J. Ripetskyj, Ja.M. Buzhuk, Ju.O. Kulyk

THE SPIN-DEPENDENT KINETIC AND POLARIZED PROCESSES IN STRUCTURES WITH ALTERNATE SEMICONDUCTOR AND MAGNETOACTIVE LAYERS

© Pokladok N.T., Grygorchak I.I., Ripetskyj R.J., Buzhuk Ja.M., Kulyk Ju.O., 2006

Отримані інтеркальовані зразки селеніду галію з хлоридом заліза. В них виявлено гігантське зростання опору перпендикулярно до шарів під впливом магнітного поля. Результати імпедансних досліджень дозволили запропонувати можливу причину цього явища – магнітну локалізацію носіїв струму.

The indium selenide with FeCl_3 samples are obtained. The giant growth of their resistance normal to layer caused by magnetic field is observed. Results of the impedance investigations allow propose the magnetic localization of the carrier as a possible reason of the effect.

Вступ

Магнітні властивості пошарових магнетик//немагнітний матеріал структур становлять останнім часом підвищений інтерес. Пов'язаний він з можливістю реалізації гігантського магніторезистивного ефекту як базового явища для розвитку технології матеріалів – носіїв інформації нового покоління [1]. Серед зазначеного класу об'єктів особлива увага є до структур з почерговими напівпровідниковими та феромагнітними шарами, оскільки інтегрування феромагнетизму в напівпровідникову електроніку відкриває можливості ефективного керування магнітними властивостями, наприклад, електричним полем чи освітленням [2]. Застосування такого підходу до технології пристроїв спінтроники може виявитися особливо перспективним у разі переходу до нанорозмірності почергових шарів, внаслідок чого варто очікувати утворення однодоменної структури магнітних нановключень і формування, таким чином, суперпарамагнітного стану [3]. Враховуючи це, метою роботи є розроблення способів формування структур з почерговими напівпровідниковими і магнітоактивними нанопрошарками та з'ясування впливу магнітного поля на їхні кінетичні та поляризаційні властивості.

Методика експерименту

В експериментах базовим об'єктом слугував шаруватий напівпровідник селенід галію (GaSe). Монокристали GaSe вирощені методом Бріджмена-Стокбаргера в кварцевих вакуумованих ампулах. Вихідними реактивами для їх синтезу були: галій металічний ГЛ-000, селен елементарний ОСЧ 17-4. Синтез відповідних сполук здійснювали безпосереднім сплавленням компонент в графітізованих вакуумованих кварцевих ампулах, з метою уникнення прилипання речовини під час синтезу до стінок ампули і, відповідно, запобігання додаткових механічних напружень. При цьому нагрівання спочатку відбулося до температури 600°C з витримкою 20 год, при тій же температурі, після чого вмикали вібратор при повільному підвищенні температури до 1060°C , яку підтримували 10 год. Ампули з просинтезованою речовиною повільно охолоджували в печі до кімнатної

температури. Одержувані таким способом злитки є вихідним матеріалом для вирощування монокристалів селеніду галію.

Селенід галію характеризується наявністю так званих “гостьових” позицій – орієнтованих перпендикулярно до кристалографічної осі С областей дії слабких ван-дер-ваальсових сил. Впровадження в означені внутрікристалічні проміжки чужорідних іонів, атомів чи молекул відоме як явище інтеркаляції [4]. Саме інтеркаляційним способом були сформовані досліджувані структури, в яких “гостьовим” компонентом виступала сполука $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$. Процес відбувався за схемою, зображеною на рис. 1, при температурі 110°C . Тривалість експонування становила 20 та 40 хв.

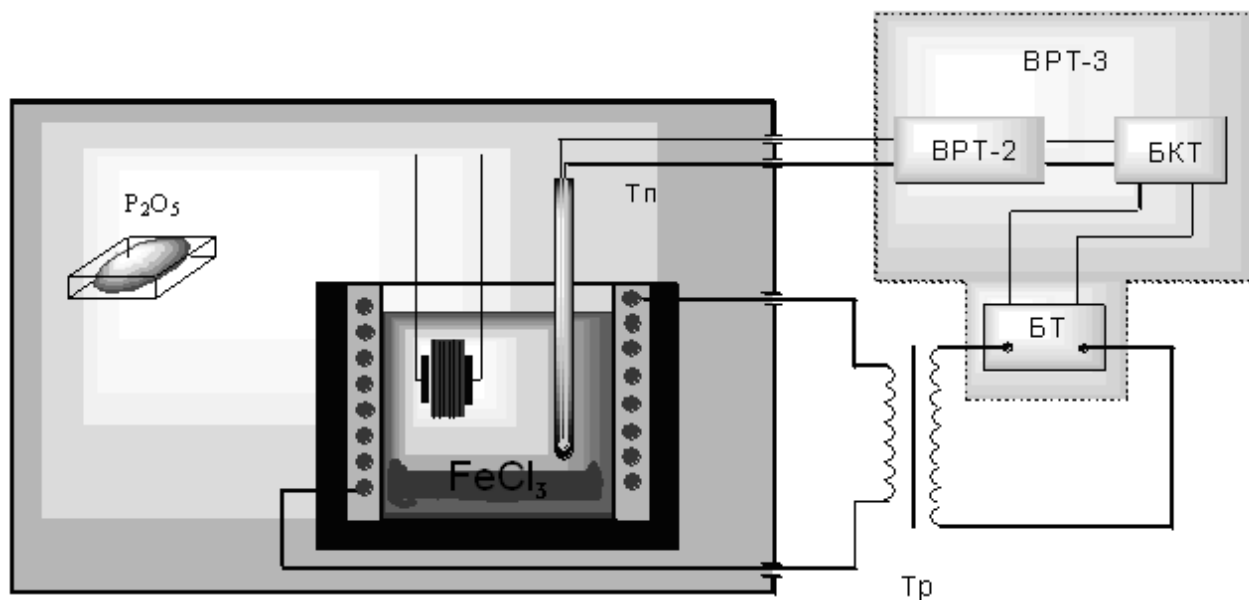


Рис. 1. Схема технологічного процесу формування інтеркалатних структур

Рентгеноструктурні дослідження отриманих структур проводили на рентгенівському дифрактометрі ДРОН-3 в $\text{CuK}\alpha$ – випромінюванні ($\lambda=1,7902 \text{ \AA}$), монохроматизованому відбиванням від площини (200) монокристала LiI .

Кінетичні та поляризаційні властивості отриманих структур досліджували методом імпедансної спектроскопії при кімнатній температурі в діапазоні частот $10^{-3} - 10^6$ Гц за допомогою вимірювального комплексу “AUTOLAB” фірми “ЕСО СЕМІЕ” (Нідерланди), укомплектованого комп’ютерними програмами FRA-2 та GPES. Вплив магнітного поля вивчали поміщенням зразків між полюси постійного магніту індукцією 0,05 Тл при двох орієнтаціях кристалографічної осі С (вздовж якої вимірювали відклик): паралельно та перпендикулярно до вектора напруженості \vec{H} .

Результати експерименту та їх обговорення

Дифрактограми вихідної матриці та інтеркалатних структур показують інтенсивні дифракційні лінії, що відповідають відбиванню від площини (002), (004), (006), (008), (0010), (0012), (0014) гексагональної кристалічної ґратки моноселеніду галію (просторова група $\text{P}63/\text{mmc}$). Крім зазначених ліній на дифрактограмах інтеркалатних структур появляються додаткові дифракційні рефлекси меншої інтенсивності на кутах $2\theta = 23,83^\circ; 27,76^\circ; 34,89^\circ; 48,72^\circ; 51,62^\circ; 63,91^\circ; 97,46^\circ$. Зіставлення додаткового спектра з еталонами рентгенограм фонду JCPDS (випуски 1–22) не дало змоги зарахувати додаткові лінії ні до однієї із систем фаз, що містяться у фонді, Ga-Se-Fe-Cl-O-H . Це залишає нез’ясованим питання щодо приналежності їх до необов’язково регулярно розташованої вздовж осі С модифікованої в міжшаровому кристалічному просторі структури $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (такий ефект є звичним для сполук інтеркалювання [5, 6]) чи до надґраткової структури слабкої рентгенівської інтенсивності.

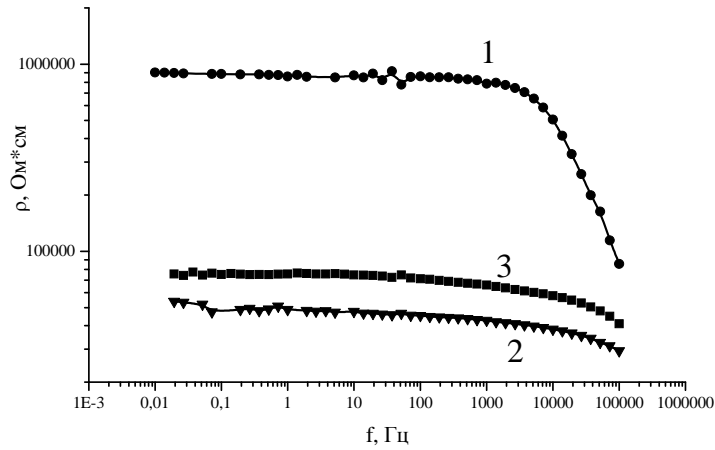


Рис. 2. Частотні залежності питомого опору перпендикулярно до шарів вихідного кристала GaSe (1) та структури GaSe<FeCl₃*6H₂O> при 20-хвилинній (2) та 40-хвилинній (3) тривалості їх формування

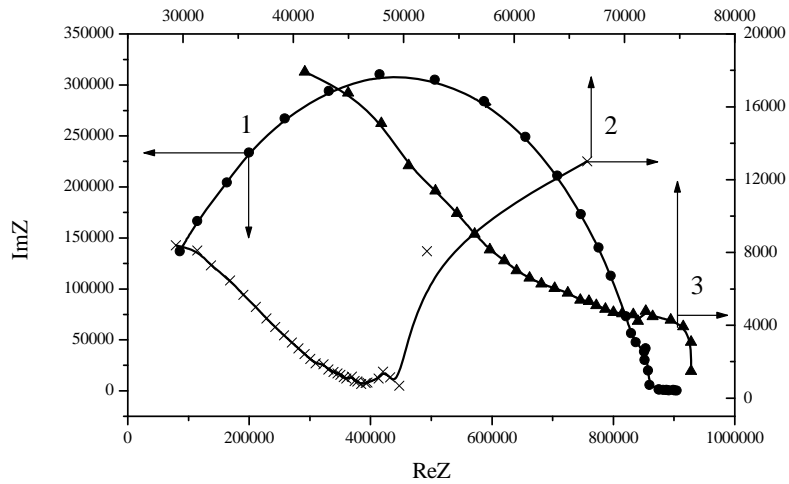


Рис. 3. Діаграми Найквіста для неінтеркальованого GaSe(1) та структури GaSe<FeCl₃*6H₂O> при 20- хвилинній (2) та 40-хвилинній (3) тривалості їх формування

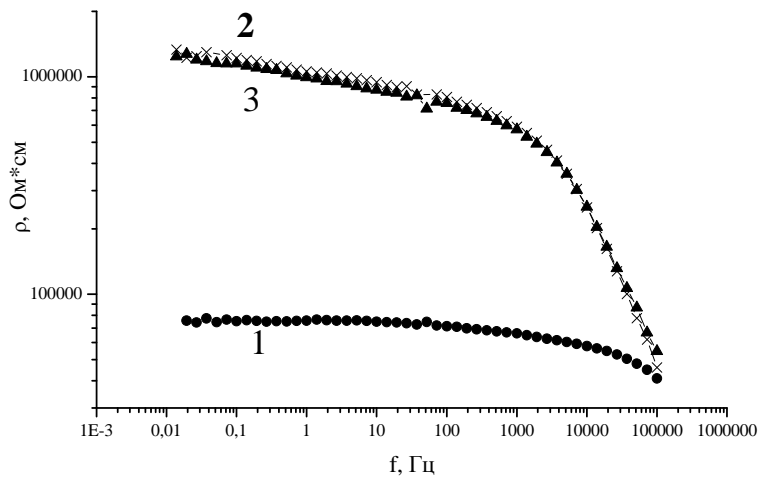


Рис. 4. Частотні залежності питомого опору перпендикулярно до шарів структури GaSe<FeCl₃*6H₂O> після 40-хвилинної тривалості формування без магнітного поля (1) та з ним при паралельній (2) і перпендикулярній орієнтаціях (3)

З рис. 2 видно, що інтеркаляція призводить до зменшення питомого опору (ρ) перпендикулярно до шарів, пов'язаного, найімовірніше, з іонізованим станом інтеркалянту. Цікаво, що величина цього зменшення не є прямо пропорційною до кількості “гостьового” компоненту. При цьому зсув у низькочастотну область межі сильної частотної залежності ρ для інтеркалянтної структури свідчить про суттєву зміну топології домішкових станів поблизу рівня Фермі. Це повинно спричинити зміну вигляду діаграм Найквіста, що і ілюструє виразно рис. 3. Спостережувана незавершеність дуг у високочастотну область означає докорінну перебудову потенціального рельєфу [7] вихідної матриці після впровадження “гостьового” компоненту.

Вплив магнітного поля “надгігантський”: магнітоопір більше ніж десять разів перевищує опір інтеркалянтної структури без магнітного поля (рис. 4). Характер діаграм Найквіста (рис. 5) вказує на наведення магнітним полем додаткових бар'єрів для перенесення заряду, які не спостерігаються в інтеркалянтних структурах без магнітного поля та відсутні у вихідних матрицях.

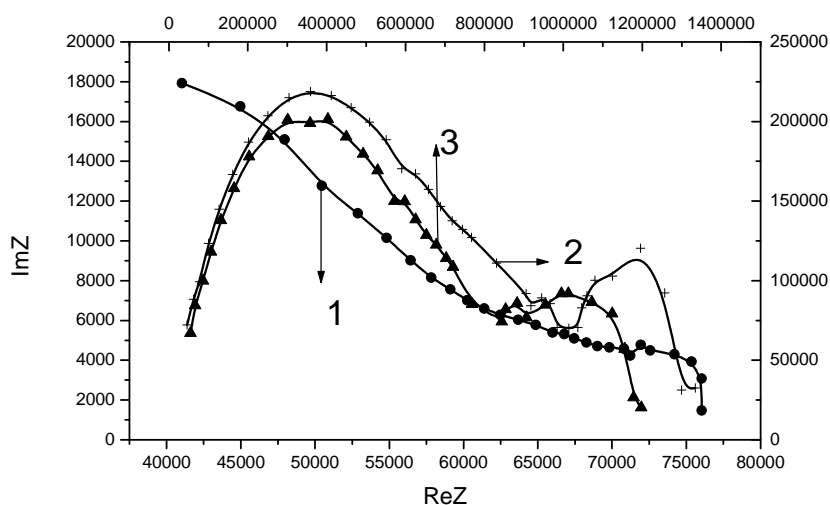


Рис. 5. Діаграми Найквіста для структури $GaSe<FeCl_3 \cdot 6H_2O>$ після 40-хвилинної тривалості формування без магнітного поля (1) та з ним при паралельній (2) і перпендикулярній орієнтаціях (3)

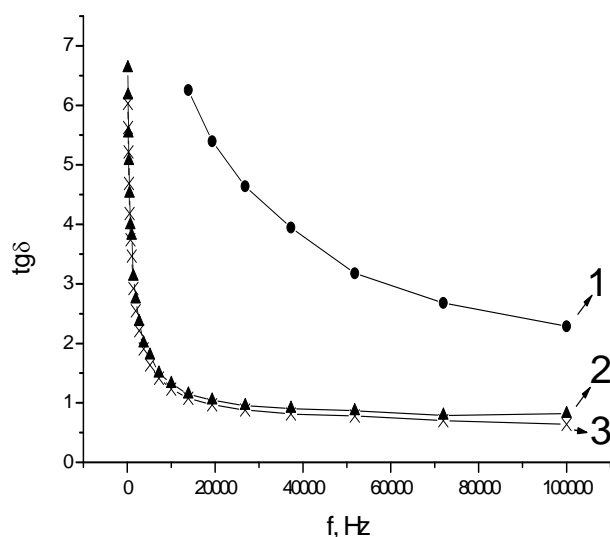


Рис. 6. Частотна залежність $tg\delta$ структури (1) $GaSe<FeCl_3 \cdot 6H_2O>$ та вплив на неї магнітного поля (2, 3)

Як виявилось, поляризаційні властивості в досліджуваних інтеркалянтних структурах є також спінозалежними: в магнітному полі тангенс кута втрат $tg\delta$ спадає більше ніж в чотири рази (рис. 6),

а значення діелектричної проникливості залежно від частоти може сягати більше ніж двократного зростання в частотному інтервалі до 100 кГц (рис. 7). При цьому вигляд діаграм Кол-Кола (рис. 8) свідчить про кооперативний механізм поляризації Йончера [8].

Фізичний механізм виявленого гігантського впливу магнітного поля на питомий опір, перпендикулярний до шарів, найімовірніше пов'язати із “магнітним” захопленням рівня Фермі смугою локалізованих станів ініційований ефектом Зеємана. Така магнітна локалізація носіїв струму властива, напевно, саме структурам напівпровідник // магнетик.

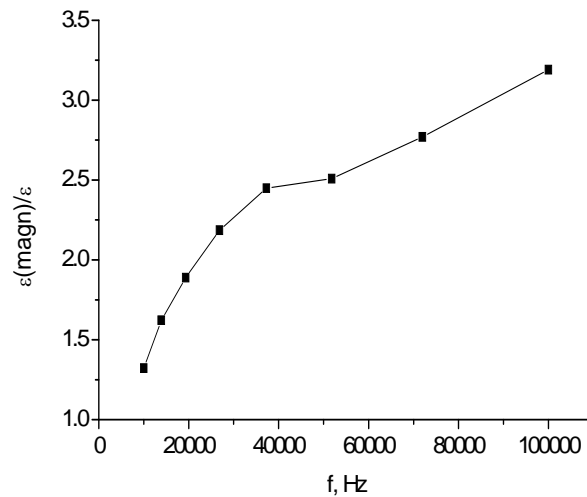


Рис. 7. Частотна залежність діелектричної проникливості у магнітному полі структури $GaSe<FeCl_3*6H_2O>$

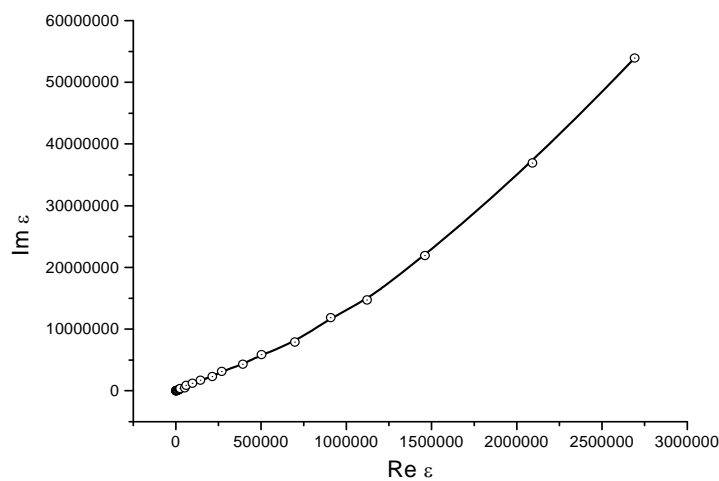


Рис. 8. Діаграма Кол-Кола для наноструктур $GaSe<FeCl_3*6H_2O>$

Висновки

Інтеркаляційним способом сформовані структури $GaSe<FeCl_3*6H_2O>$, в яких “гостьовим” компонентом є сполука $FeCl_3*6H_2O$.

Методом імпедансної спектроскопії досліджені кінетичні та поляризаційні властивості отриманих наноструктур. Встановлено, що :

- 1) інтеркаляція призводить до зменшення питомого опору перпендикулярно до шарів;
- 2) магнітне поле призводить до більше ніж десятикратного зростання опору перпендикулярно до шарів;
- 3) поляризаційні властивості також є спін-залежними.

1. Rottmann F. and F. Dettmann F. *New magnetoresistance sensors: Engineering and applications//Sensors and Actuators.* – 1991. – V. 25. – № 763. – С.19–23. 2. Захарченя Б.П., Коренев В.Л. *Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику // Успехи физ. наук.* –2005. – Т. 175. – № 6. – С.629 – 635. 3. Звездин А.К., Звездин К.А. *Суперпарамагнетизм сегодня: магниты-карлики на пути в мир квантов//Природа.* –2001. – № 9. – С. 26–31. 4. Григорчак І.І. *Інтеркаляція: здобутки, проблеми, перспективи// Фізика і хімія твердого тіла.* – 2001. – Т.2. – № 1. – С. 7–55. 5. Физико-химические свойства графита и его соединений / Черныш И.П., Карпов И.И., Приходько Г.П., Шай В.М. – К.: Наукова думка, 1990. – 200 с. 6. Friend R. H., Yoffe A. D. *Electronic Properties of intercalation complexes of the transition metal dichalcogenides// Adv. Phys.* –1987. - № 1. – P. 1–94. 7. Щепетильников Б.В., Баранов А.И., Шувалов Л.А. *Диэлектрическая дисперсия и ионная проводимость в кристаллах α -LiIO₃// Фізика твердого тела.* – 1987. – Т. 29. - № 3. – С. 790–796. 8. Вест А. *Химия твердого тела. Ч. 2. – Пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 336 с.*

УДК 537.311.322

С.В. Сиротюк¹, І.С. Собчук¹, С.Н. Краєвський², Ю.Є. Кинаш³

Національний університет “Львівська політехніка”,

¹кафедра напівпровідникової електроніки,

²кафедра автоматизованих систем управління,

³Український державний лісотехнічний університет, комп’ютерний центр

РОЗРАХУНОК ГУСТИНИ ЕЛЕКТРОННИХ СТАНІВ КРИСТАЛА У МОДЕЛІ СИЛЬНОГО ЗВ’ЯЗКУ

© Сиротюк С.В., Собчук І.С., Краєвський С.Н., Кинаш Ю.Є., 2006

S.V. Syrotyuk, I.S. Sobchuk, S.N. Kraevsky, Yu.E. Kynash

THE EVALUATION OF THE ELECTRONIC DENSITY OF STATES IN A CRYSTAL WITHIN TIGHT BINDING ENERGY SPECTRUM MODEL

© Syrotyuk S.V., Sobchuk I.S., Kraevsky S.N., Kynash Yu.E., 2006

Електронний енергетичний спектр простого кубічного кристала у наближенні сильного зв’язку апроксимований за допомогою поліномів Чебишева у першій зоні Брилюєна. Точність апроксимації визначається для різних порядків поліномів. Отримані апроксиманти використані для розрахунку густини електронних станів. Проаналізована придатність отриманих апроксимацій для виявлення особливостей Ван Хофа густини електронних станів.

The energy band spectrum of simple cubic crystal within a tight binding model has been approximated by a Chebyshev polynomials over first Brillouin zone. The precision of approximation is evaluated for different degrees of polynomials. The obtained approximations have been applied in evaluation of electronic density of states. The validity of obtained approximations to show Van Hove singularities of electronic density of states has been analyzed.

Вступ

Необхідність інтерполявання або апроксимації електронного енергетичного спектра $E(\mathbf{k})$ виникає у багатьох задачах фізики твердого тіла. Підсумування чи інтегрування за квазіхвильовим вектором \mathbf{k} в зоні Брилюєна легко реалізується, якщо підінтегральна функція наближена з достатньою точністю.

Наприклад, розрахунок уявної частини діелектричної проникності у двозонній моделі напівпровідника [1]