

І.І. Григорчак¹, Ф.О. Іващишин¹, З.М. Микитюк¹, А.В. Фечан¹, І.М. Будзуляк²,
І.І. Будзуляк², Л.С. Яблонь²

Кінетичні і поляризаційні процеси в гетерофазних напівпровідниково-рідкокристалічних наноструктурах та їх модифікація магнітним полем і освітленням

¹ Національний університет „Львівська політехніка”,
79013, м. Львів, вул. С. Бандери, 12, ivangr@rambler.ru

² Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул. Шевченка, 57, м. Івано-Франківськ, 76025, Україна, ivan-budzulyak@rambler.ru, тел: +(03422) 59-61-82

Сформовані наноструктури GaSe <від’ємно анізотропний рідкий кристал>. Показано, що вони характеризуються індуктивним відгуком при одночасних діях магнітного поля і освітлення. Виявлені гігантські осциляції діелектричної проникності в даних структурах при накладанні магнітного поля вздовж кристалографічної осі С. Показано, що отримані мультишарові гетероструктури можуть служити ефективними магнітними блокувачами електричного струму з оптичним керуванням.

Ключові слова: селенід галію, інтеркаляція, напівпровідниково-рідкокристалічні наноструктури.

Стаття постуила до редакції 30.09.2010; прийнята до друку 15.12.2010.

Вступ

Формування гетероструктурованих неорганічно / неорганічних, неорганічно / органічних і біо / неорганічних нанокмпозитних матеріалів як спосіб отримання структур з широким спектром нових, невідомих досі властивостей привертає увагу все більшого кола дослідників [1,2]. Однак відомі методи їх отримання, такі як вакуумне нанесення, фотолітографія, синтетична техніка Ленгмюра-Блоджетт, обмежують вибір різноманітних гетероінгредієнтів і далеко не завжди дозволяють синтезувати ті чи інші конфігурації господар-гість. Проте саме в останніх системах можна досягати не тільки спрямованої зміни вихідної атомно-молекулярної структури та силових полів матеріалів-господарів, синтезу у їхньому внутрікристалічному полі хімічних речовин, але і формувати на атомно-молекулярному рівні певні структури, а в майбутньому і цілі функціональні блоки. Здійснити це можна інтеркаляцією – впровадженням гостей компонентів в кристало-структурні області дії ван-дер-ваальсових сил матеріалів-господарів. Саме інтеркаляційні технології покликані створювати задані складні атомно-молекулярні комплекси, користуючись певною послідовністю хімічних реакцій, забезпечуючи одночасно надійну антикоагуляційну матричну ізоляцію наносистем [3].

Успіхи, досягнуті на цьому шляху, ще не можна

вважати вражаючими. Поки що накопичений лише незначний досвід і зроблені тільки перші кроки [4-6]. Тому метою даної роботи і є спроба в певній мірі заповнити прогалину в зазначеній галузі досліджень.

I. Концептуальні положення і методика експерименту

В експериментах базовим об’єктом (матеріалом-господарем) служили шаруваті напівпровідники селенід галію (GaSe) та селенід індію (InSe). Вирощені методом Бріджмена-Стокбаргера монокристали володіли яскраво вираженою шаруватою структурою і *p*- та *n*-типом провідності, відповідно. Ширина забороненої зони (за оптичними даними) складала 2,02 eV для першого виду монокристалів та 1,22 eV – для другого. Добре відомо [7-8], що дані матеріали характеризуються наявністю так званих гостей позицій, які орієнтовані перпендикулярно до кристалографічної осі С і знаходяться в області дій слабких ван-дер-ваальсових сил. Впровадження в означені внутрікристалічні проміжки чужорідних іонів, атомів чи молекул відоме як явище інтеркаляції [9]. Особливості кристалічної будови цих матеріалів не вимагають прецизійної механічної і хімічної обробки поверхні, а сама поверхня володіє підвищеною інертністю до адсорбції сторонніх атомів чи молекул.

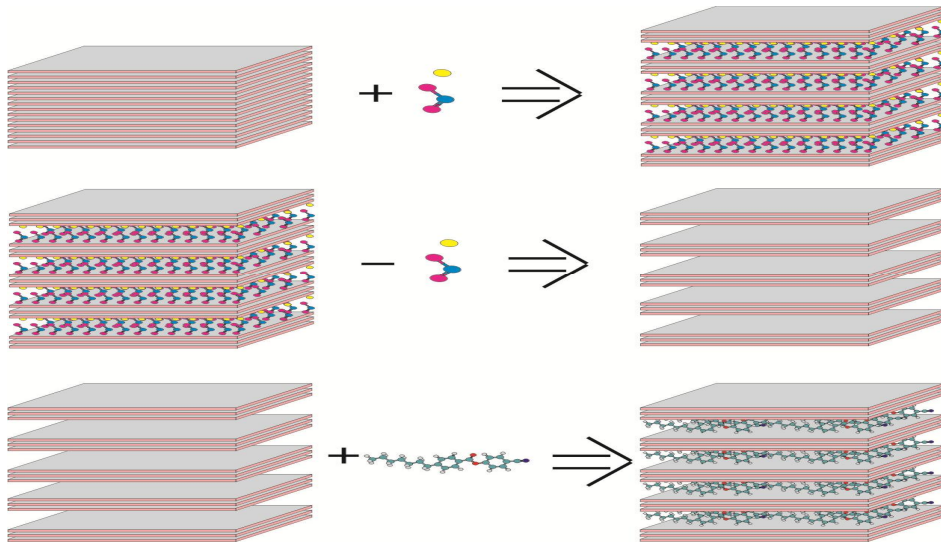


Рис. 1. Стадії формування гібридних мультишарових наноструктур $GaSe\langle PK \rangle$ та $InSe\langle PK \rangle$.

Відсутність обірваних зв'язків на його поверхні забезпечує дуже малу швидкість поверхневої рекомбінації. Крім того, їм властива висока фоточутливість у видимій області спектру.

З іншого боку, сьогодні широкого практичного застосування набули рідкі кристали (ПК), які володіють цікавими фізичними властивостями [10-11]. У цьому випадку мультишарова «hard-soft» конфігурація наноструктур може забезпечити не тільки можливість виявлення нових ефектів, але і відкрити нові грані їх практичного застосування.

Оскільки молекули нематика (4-метоксибензиліден-4-бутиланіліну) безпосередньо ні в $GaSe$, ні у $InSe$ не впроваджуються, то для формування інтеркалатних наноструктур $GaSe\langle PK \rangle$ і $InSe\langle PK \rangle$ була застосована наступна трьохстадійна схема кристаліноінженерії (рис.1). На першій стадії у вихідну матрицю впроваджується нітрит натрію методом прямого експонування в його розплаві напівпровідникового монокристалу при температурі $300^\circ C$ впродовж $5 \div 10$ хв.

У результаті n -стадійного упорядкування [12, 13] відстань між відповідними шарами суттєво зростає.

Наступним кроком була деінтеркаляція нітриту натрію з кристалу шляхом його екстрагування впродовж п'ятикратного 24-годинного циклу та висушування при температурі $110^\circ C$ і пониженому тиску. Деінтеркальовані матриці за рахунок послаблених ван-дер-ваальсових зв'язків та модифікованих внутрікристалічних силових полів стали придатними до впровадження нематика.

Таким чином на третій стадії проводили інтеркаляцію молекул нематика в розширену кристалічну ґратку методом прямого експонування в ньому отриманої деінтеркальованої матриці при кімнатній температурі впродовж 48 годин. Далі на обидві грані (перпендикулярні до кристалографічної осі C) отриманої наноструктури наносили контакти. Імпедансні виміри в напрямку кристалографічної осі C виконані в діапазоні частот $10^{-2} \div 10^5$ Гц за допомогою вимірювального комплексу «AUTOLAB»

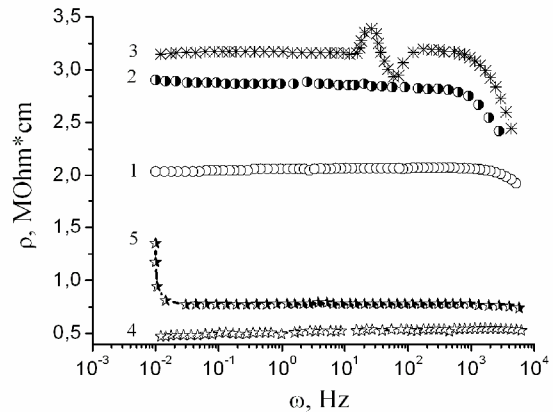


Рис. 2. Частотні залежності реальної складової комплексного питомого імпедансу, перпендикулярного до шарів наноструктури $GaSe\langle PK \rangle$, виміряного за нормальних умов (2), у магнітному полі (3), при освітленні (4) та в магнітному полі при одночасному освітленні (5). (1) – вихідна розширена матриця.

фірми «ЕСО СЕМІЕ» (Голландія), укомплектованого комп'ютерними програмами FRA-2 та GPES. Частотні залежності комплексного імпедансу Z аналізувалися графоаналітичним методом з використанням програмного пакету ZView 2.3 (Scribner Associates). Похибки апроксимації не перевищували 4%. Усім досліджуваним «розширеним» зразкам до впровадження в них PK була притаманна лінійна вольтамперна характеристика в діапазоні напруг $-3V \div +3V$.

II. Результати та їх обговорення

На рис. 2 наведені частотні залежності реальної складової комплексного питомого імпедансу, перпендикулярного до площин шарів ($r(\omega)$) наноструктури $GaSe\langle PK \rangle$, виміряні за різних умов.

Насамперед видно, що впровадження у розширені ван-дер-ваальсові області селеніду галію молекул рідкого кристалу викликає ріст $r^{\wedge}(\omega)$, який може зростати за нормальних умов у півтора рази (крива 2) у широкій частотній області 0,01 ÷ 10000 Гц. Накладання постійного магнітного поля напруженістю 2,75 кОе уздовж кристалографічної осі C наноструктури хоч і не викликає суттєвих змін величини магнітоопору, яка складає ~ 11 %, проте спричиняє помітну зміну $r^{\wedge}(\omega)$ в частотному інтервалі 15 ÷ 165ц (крива 3). Опромінення даної наноструктури інтегральним (білим) світлом призводить до суттєвого (майже шестикратного) зменшення $r^{\wedge}(\omega)$ у всій вищезазначеній частотній області (крива 4). Накладання постійного магнітного

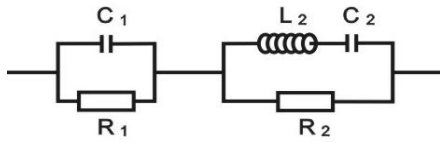


Рис. 3. Модельна електрична схема.

поля на освітлену структуру викликає досить помітну його зміну лише у найнижкочастотнішій області (крива 5).

Те що при освітленні сильно зменшується питомий опір уздовж кристалографічної осі C наноструктури $GaSe<PK>$ є очікуваним, так як її напівпровідниковий компонент є фоточутливим у видимій області спектру. Неординарним є деформація спектру $r^{\wedge}(\omega)$ під дією магнітного поля як неосвітлених наноструктур, так і в полі світлових хвиль. З метою з'ясування природи явища у першому випадку розглянемо, насамперед, загальні умови виникнення максимумів і мінімумів на частотній залежності дійсного компоненти комплексного імпедансу. Для цього достатньо розглянути дві послідовно з'єднаних R_1C_1 та $R_2L_2C_2$ ланки показані на рис. 3.

Розрахунок методом комплексних амплітуд дає наступний вигляд для реальної частини їх імпедансу

$$Z = \frac{R_1}{(1 - \omega^2 L_1 R_1)^2 + (\omega C_1 R_1)^2} + \frac{R_2}{1 + \omega^2 C_2^2 R_2^2} \quad (1)$$

Ввівши позначення $L_2 C_2 \equiv a$, $C_1^2 R_1^2 \equiv b$, $C_2^2 R_2^2 \equiv c$ та $\omega^2 = x$, отримаємо :

$$Z = \frac{R_1}{(1 - ax)^2 + bx} + \frac{R_2}{1 + cx} \quad (2)$$

Прирівнявши похідну

$$\frac{\partial Z}{\partial \omega} = 2\omega \left(-\frac{R_1}{((1 - ax)^2 + bx)^2} (-2a(1 - ax) + b) - \frac{cR_2}{(1 + cx)^2} \right) \quad (3)$$

до нуля, отримуємо наступне рівняння для знаходження точок екстремумів функції (1)

$$x^4 + Bx^3 + Cx^2 + Dx + E = 0, \quad (4)$$

де

$$B = 2 \frac{cR_1 + R_2(b - 2a)}{R_2 a^2},$$

$$C = \frac{R_1(c(b - 2a) + 2a^2) + R_2(2a^2 + (b - 2a)^2)}{R_2 a^4}, \quad (5)$$

$$D = 2 \frac{R_1(c(b - 2a) + a^2) + c(b - 2a)R_2}{cR_2 a^4},$$

$$E = \frac{R_1(b - 2a) + cR_2}{cR_2 a^4}.$$

Розв'язок цього рівняння співпадає з коренями двох наступних квадратних рівнянь

$$x^2 + (B + A)\frac{x}{2} + \left(y + \frac{By - D}{A}\right) = 0, \quad (6)$$

$$x^2 + (B - A)\frac{x}{2} + \left(y - \frac{By - D}{A}\right) = 0, \quad (7)$$

в яких $A = \sqrt{8y + B^2 - 4C}$, а y – будь-який корінь кубічного рівняння

$$8y^3 - 4Cy^2 + (2BD - 8E)y + E(4C - B^2) - D^2 = 0 \quad (8)$$

Тепер легко переконатися, що у відсутності індуктивного відгуку ($L_2 = 0$), рівняння (4) не має дійсних розв'язків, а отже і мінімумів в $ReZ(\omega)$.

Наявність дійсних коренів та їх кількість залежить від співвідношень значень параметрів L, C_1, R_1, C_2, R_2 і задається наступними співвідношеннями:

якщо $\frac{(B + A)^2}{4} - 4\left(y + \frac{By - D}{A}\right) > 0$, то існує два дійсні

корені, якщо $\frac{(B + A)^2}{4} - 4\left(y + \frac{By - D}{A}\right) = 0$, то існує один

дійсний корінь, (9) якщо $\frac{(B - A)^2}{4} - 4\left(y - \frac{By - D}{A}\right) > 0$,

то існує два дійсні корені,

якщо $\frac{(B - A)^2}{4} - 4\left(y - \frac{By - D}{A}\right) = 0$, то існує один

дійсний корінь

У свою чергу наявність елемента індуктивності при певних співвідношеннях параметрів електричної схеми може візуалізувати індуктивний відгук системи, або прояв так званого явища «від'ємної» ємності. Підтвердження цього отримуємо при

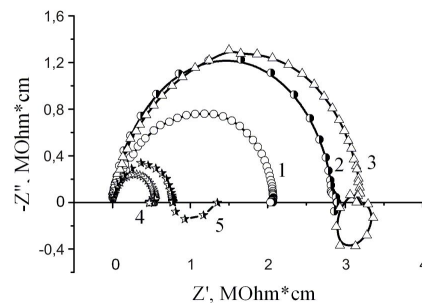


Рис. 4. Діаграми Найквіста, побудовані для напрямку, перпендикулярного до шарів наноструктури $GaSe<PK>$ за нормальних умов (2), у магнітному полі (3), при освітленні (4) та в магнітному полі при одночасному освітленні (5). (1) – вихідна розширена матриця.

відображенні повного імпедансу в комплексній площині з координатними осями його дійсної і уявної частин – $ReZ - ImZ$ (рис. 4). Видно, що при накладанні постійного магнітного поля до наноструктури $GaSe<PK>$ низькочастотна вітка діаграми Найквіста, побудованої у означеній площині залежності уявної частини повного імпедансу від його реальної частини, переходить у IV- «індуктивний» квадрант комплексної площини (крива 3). Слід зауважити, що індуктивний відгук проявляється і без накладання магнітного поля, але набагато меншої інтенсивності, що добре корелює з малопомітною деформацією відповідної залежності $\gamma(\omega)$. А ось яскраво виражена низькочастотна індуктивна вітка, викликана одночасною дією постійного магнітного поля і освітлення, на відміну від попередніх, при монотонній зміні ReZ з частотою добре узгоджується з найнижкочастотнішою поведінкою $\gamma(\omega)$ (крива 5 на рис. 2). Для вихідної розширеної матриці і освітленої наноструктури $GaSe<PK>$ (криві 1 і 4 на рис.4) маємо звичку ситуацію – відповідні годографи імпедансу представляють собою дуги, які відображають ємнісний відгук локалізованих станів і власне частотозалежний імпеданс, вказуючи на вклад у загальну провідність перескоків носіїв заряду по локалізованих станах поблизу рівня Фермі, або процеси збудження – захоплення їх у хвості зон чи в зони нелокалізованих станів [14-16].

Як результат – еквівалентна схема, що моделює відповідний годограф імпедансу для нашого випадку у відповідності до підходу Войта [17] міститиме послідовне з'єднання трьох паралельних ланок: $CPE_m // R_m$, $CPE_n // R_n$ та $LCPE_{mf} // R_{mf}$, які відображають процеси перенесення заряду відповідно через матеріал матриці, нематик та міжфазну межу матриця || нематикомолекулярний прошарок (рис.5). В ній елемент постійної фази CPE , імпеданс якого у комплексній площині виражається як:

$$Z_{CPE} = K^{-1} (j\omega)^{-\gamma}$$

(де K – коефіцієнт пропорційності; γ – степеневий показник, що позначає фазове відхилення), відображає розподіл ємності для кожного релаксаційного процесу.

Вищезгадане явище «від'ємної» ємності достатньо добре відоме з літературних джерел, хоч його механізм остаточно не з'ясований і, мабуть, він

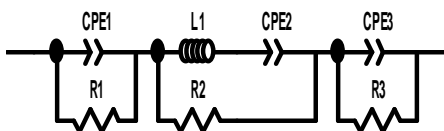


Рис. 5. Еквівалентна схема у відповідності до кривої 2 на рис. 4.

не має єдиної природи [18-22]. За найбільш загальним механізмом, індуктивна поведінка виникає навіть тоді, коли заряд вводиться в шари малих або надмалих розмірів, тобто, діапазону декількох нанометрів [23].

Перевірка адекватності побудованої моделі пакету експериментальних даних показала добрі результати: коефіцієнт Крамерса-Кронінга не перевищував $3 \cdot 10^{-5}$, різниці частотні залежності першого порядку мали повністю випадковий характер. Знайдене значення L складало $7,62 \cdot 10^4$ Гн.

Поява низькочастотного індуктивного відгуку після впровадження молекулярно-рідкокристалічних прошарків дає підстави для найімовірнішого представлення синтезованої наноструктури як N -бар'єрної структури з енергетичним рельєфом, твірна загального виду якого наведена на рис. 6. У ній ступінчастість квантових ям є результатом викривлення енергетичних рівнів на міжфазних межах. В такому разі за індуктивний відгук є відповідальними, як мінімум, два механізми:

- захоплення і «утримання» у квантових ямах носіїв заряду упродовж часу, співмірного з півперіодом синусоїдального сигналу;

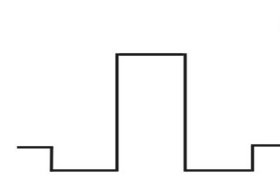


Рис. 6. Фрагмент, що утворює енергетичний рельєф N -бар'єрної структури $GaSe<PK>$.

- зміна фази хвильової функції носіїв заряду після резонансного тунелювання.

Тоді спостережуване зростання $\gamma(\omega)$ при накладанні магнітного поля може бути пояснене зєманівською локалізацією зі збільшенням часу життя носіїв у квантових ямах.

Те що перескоки носіїв по локалізованих станах квантових ям відіграють суттєву роль, можна також бачити з частотної залежності діелектричної проникності, перпендикулярної до площини шарів $\epsilon(\omega)$, побудованої для частотної області, в якій тангенс кута втрат є меншим від одиниці (рис. 7). З

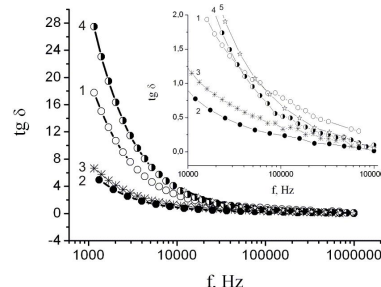


Рис. 7. Частотні залежності тангенса кута втрат вздовж кристалографічної осі C наноструктури $GaSe<PK>$, виміряного за нормальних умов – (2), у магнітному полі –(3), при освітленні –(4) та в магнітному полі при одночасному освітленні –(5). (1) – вихідна розширена матриця.

рис. 8 добре видно, що для наноструктури $GaSe<PK>$ має місце аномальна частотна дисперсія

діелектричної проникності при частотах більших від 10000 Гц, яка у відповідності до [24] і відображає вищезгадану перескокову провідність.

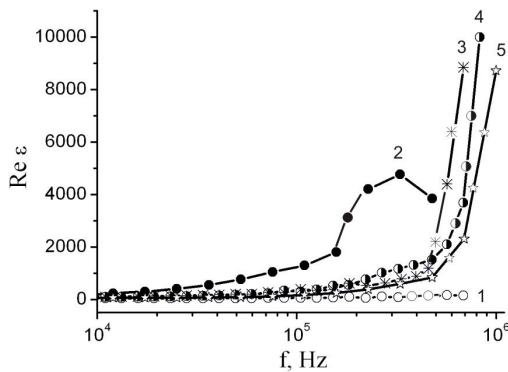


Рис. 8. Частотні залежності діелектричної проникності вздовж кристалографічної осі С наноструктури GaSe<PK>, виміряного за нормальних умов (2), у магнітному полі (3), при освітленні (4) та в магнітному полі при одночасному освітленні (5). (1) – вихідна розширена матриця.

Впровадження молекулярно-нематичних прошарків у еквідистантно розширену кристалічну матрицю селеніду індію призводить до зменшення швидкості росту $r^*(\omega)$ в 1,25 рази зі збереженням частотонезалежного інтервалу аж до 10^6 Гц (рис. 9). Як видно з рис. 9 освітлення білим світлом

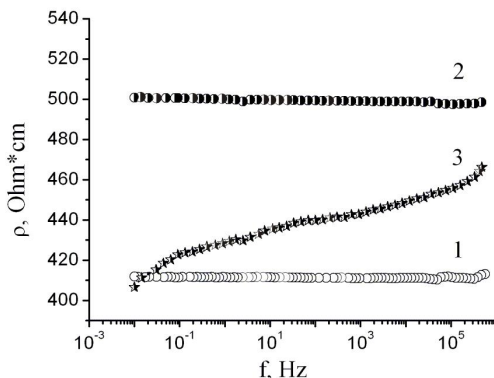


Рис. 9. Частотні залежності реальної складової комплексного питомого імпедансу, перпендикулярного до шарів наноструктури InSe<PK>, виміряного за нормальних умов (2) при освітленні (3). (1) – вихідна розширена матриця.

призводить до залежності $r^*(\omega)$. На рис. 10 наведено діаграми Найквіста, з яких видно, що як для розщепленої матриці, так і після впровадження в неї молекул рідкого кристалу, вони представляють собою промені, практично паралельні до осі уявної частини комплексного імпедансу. Імпедансна модель такої поведінки представляє собою послідовно з'єднані резистор і конденсатор, що свідчить про

можливість “ємнісної блокади” постійного струму вздовж кристалографічної осі С.

Опромінення наноструктури видимим світлом, призводить до генерації нерівноважних носіїв, які,

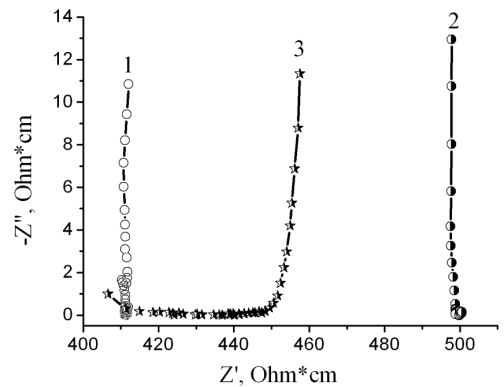


Рис. 10. Діаграми Найквіста, побудовані для напрямку, перпендикулярного до шарів наноструктури InSe<PK>, виміряного за нормальних умов – (2) при освітленні – (3). (1) – вихідна розширена матриця.

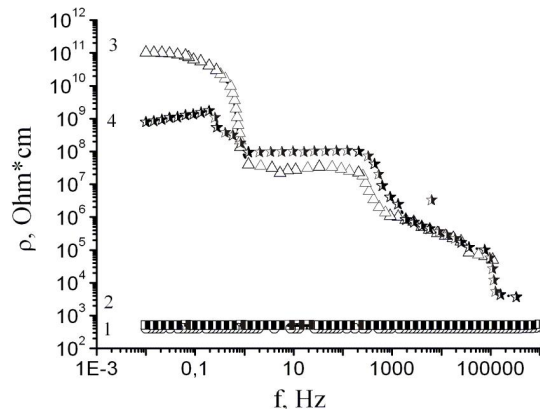


Рис. 11. Частотні залежності реальної складової комплексного питомого імпедансу, перпендикулярного до шарів наноструктури InSe<PK>, виміряного за нормальних умов – (2), у магнітному полі – (3) та в магнітному полі при одночасному освітленні – (4). (1) – вихідна розширена матриця.

заповнюючи дно зони провідності, створюють умови для візуалізації квантової ємності C_Q внаслідок або деформування прикладеним полем 2D-електронного газу [25], або ж скінченністю часів тунелювання [26]. У результаті провідність нерівноважних носіїв у відповідності з [27] повинна спадати з ростом частоти, що відображено на рис. 9 (крива 3). Крім того, це підтверджується ходом кривої 3 на рис. 10, горизонтальна вітка якої зумовлена впливом C_Q згідно до еквівалентної схеми.

Накладання постійного магнітного поля напруженістю 2,75 кОе призводить до радикальної зміни процесів струмопроходження. Так, в низькочастотній області значення реальної частини

питомого комплексного імпедансу зростає більше як на 8 порядків. Таке колосальне зростання $\rho_{\perp}(\omega)$ найбільш імовірно зумовлене фазовим переходом напівпровідник-діелектрик за рахунок зєманівського розщеплення мінізонного спектру, сформованого орієнтованими у магнітному полі рідиномолекулярними нанопрошарками. Важливим є те, що зменшуючись з підвищенням частоти за рахунок вкладу перескокової провідності, ріст $\rho_{\perp}(\omega)$ залишається суттєвим у всій дослідженій частотній області. Одночасне накладання з магнітним полем освітлення, зменшуючи на два порядки $\rho_{\perp}(\omega)$ у низькочастотній області (рис.11), нівелює свій вплив з подальшим збільшенням частоти, що і слід було очікувати з огляду на помітний вклад спустошення світлом глибоких рівнів. З наведених діаграм Найквіста (рис. 12) видно, що освітлення подавляє індуктивний відгук наноструктури, переводячи її найнижкочастотнішу вітку у I квадрант комплексної площини.

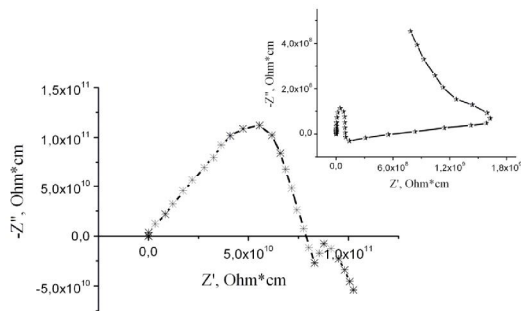


Рис. 12. Діаграма Найквіста, побудована для напрямку, перпендикулярного до шарів наноструктури *InSe<PK>* у магнітному полі. На вставці – при одночасному освітленні в магнітному полі.

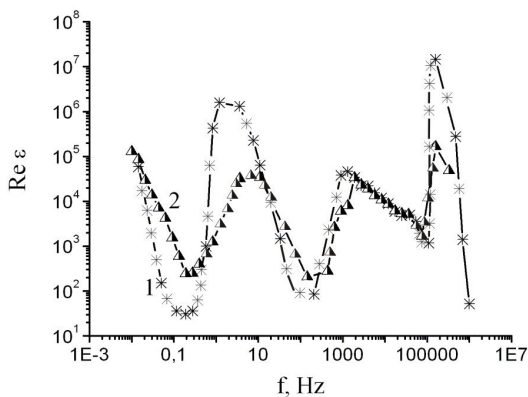


Рис. 13. Частотні залежності діелектричної проникності вздовж кристалографічної осі С наноструктури *InSe<PK>*, виміряного у магнітному полі (1) та в магнітному полі при одночасному освітленні (2).

На рис. 13 наведена частотна залежність діелектричної проникності, перпендикулярної до нанопрошарків структури *InSe<PK>*, у магнітному полі без освітлення (крива 1) і при його наявності (крива 2). Як бачимо дані залежності добре

співпадають за винятком околів значень частот 0,2 та 2 Гц. Перший з них відповідає максимуму тангенса кута втрат (рис. 14) і, ймовірно, пов'язаний з нерівноважними носіями. Другий окіл не залежить від частотної поведінки $tg \delta$.

Слід відмітити два найважливіші аспекти у поведінці $\varepsilon(\omega)$:

- осциляційний характер;
- колосальні значення у високочастотній області, в якій тангенс кута електричних втрат є суттєво

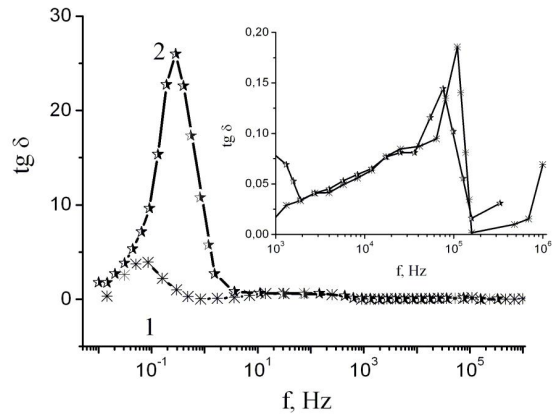


Рис. 14. Частотні залежності тангенса кута втрат вздовж кристалографічної осі С наноструктури *InSe<PK>*, виміряного у магнітному полі –(1) та в магнітному полі при одночасному освітленні-(2). На вставці – високочастотна область його зміни.

меншим від 1 (вставка до рис. 14).

Найбільш ймовірно осциляційна поведінка $\varepsilon(\omega)$ пов'язана з надтонкою мінізонною структурою енергетичного спектра, яка при врахуванні вкладу додаткової поляризації при перескоковому механізмі провідності [24] може призвести до спостережуваних ефектів. Незаперечною є і практична важливість отриманих результатів, зокрема:

- наноструктури *InSe<PK>* можуть служити ефективними магнітними блокаторами електричного струму з оптичним керуванням їхніми параметрами;
- поєднання колосального високочастотного значення діелектричної проникності та низького значення тангенса кута втрат є безпрецедентним, за нашими даними, з точки зору добротності радіочастотних конденсаторів.

Висновки

1. Наноструктура *GaSe* <від'ємно анізотропний рідкий кристал> характеризується індуктивним відгуком в разі поміщення її в постійне магнітне поле як з одночасним освітленням, так і без нього, проте різної частотної дисперсії.

2. Під дією зовнішнього постійного магнітного поля прикладеного вздовж кристалографічної осі С, значення реальної складової питомого імпедансу сильно зростає у широкій частотній області, досягаючи при низьких частотах колосального росту – 10^7 разів.

3. При накладанні постійного магнітного поля вздовж кристалографічної осі С для $InSe<PK>$ спостерігаються гігантські осциляції діелектричної проникності, викликані найімовірніше групуванням станів у вироджені рівні (смуги) Ландау.

4. Отримані мультишарові гетеронаноструктури можуть служити ефективними магнітними блокувачами електричного струму з оптичним керуванням їхніми параметрами та знайти ефективне застосування як новий клас надвисокоємних варикондів та наноструктурованих ліній затримки, що безпосередньо можуть бути інкорпоровані в пристрої наноелектроніки.

Робота виконана в рамках проекту CRDF/USA ID (UKX2-9200-IF-08) і Міністерства освіти і науки України (М/130-2009).

Григорчак І.І. – доктор технічних наук, професор кафедри інженерного матеріалознавства і прикладної фізики Національного університету «Львівська політехніка»;

Івацішин Ф.О. – аспірант кафедри інженерного матеріалознавства і прикладної фізики Національного університету «Львівська політехніка»;

Микитюк З.М. – професор кафедри електронних приладів Національного університету «Львівська політехніка»;

Фечан А.В. – докторант кафедри електронних приладів Національного університету «Львівська політехніка»;

Будзуляк І.М. – доктор фізико-математичних наук, провідний науковий співробітник кафедри матеріалознавства і новітніх технологій Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника;

Будзуляк І.І. – молодший науковий співробітник кафедри матеріалознавства і новітніх технологій Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника;

Яблонь Л.С. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри теоретичної і експериментальної фізики Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника.

- [1] J.H. Choy, S.J. Kwon, G.S. Park. *Intercalative Route to Heterostructured Nanohybrids*, Science, 280, pp. 1589-1592 (1998).
- [2] J.H. Choy, S.Y. Kwak, J.S. Park, Y.J. Jeong, J. Portier. *Intercalative Nanohybrids of Nucleoside Monophosphates and DNA in Layered Metal Hydroxide // J. Am. Chem. Soc.*, 121, pp. 1399-1400 (1999).
- [3] А.И. Гусев. Эффе́кты нанокристаллического состояния в компактных металлах и соединениях // *Успехи физ. наук*, **168**(1), сс. 55-83 (1998).
- [4] I.I. Grygorchak, B.O. Seredyuk, K.D. Tovstyyuk, B.P. Bakhmatyuk. *High frequency capacitor nanostructure formation by intercalation // New Trends in Intercalation Compounds for Energy Storage.* – Paris: Kluwer acad. Publ, сс. 543-545 (2002).
- [5] S.A. Voitovych, I.I. Grygorchak, O.I. Aksimentyeva *Lateral semiconductive and polymer conductive nanolayered structures: preparation, properties and application // Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **497**, pp. 55-64 (2008).
- [6] Choy Jin-Ho, Peak Seung-Min, Oh Jae-Min, Jang Eue-Soon. *Intercalative route to heterostructured nanohybrids // Current Applied Physics*, 2, pp. 489-495 (2002).
- [7] A. Chevy, A. Kuhn, M.S. Martin *Large InSe monocrystals grown a non – stoichiometric melt // J. Cryst. Growth.*, **38**(1), pp. 118-122 (1977).
- [8] Lies R. M. A. III – VI Compounds // *Preparation and cryst. growth material with layered structure.* – Dordrecht–Boston, pp. 225 – 254 (1977).
- [9] W.R. McKinnon, R.R. Haering *Physical mechanisms of intercalation // Modern Aspects of Electrochemistry*, New York, (15), pp. 235-261 (1983).
- [10] П. де Жен. *Физика жидких кристаллов.* Мир, Москва. (1977).
- [11] Г.М. Жаркова, А.С. Сонин. *Жидкокристаллические композиты /* Под. Ред. В. П. Шибяева. Наука, Новосибирск. (1994).
- [12] S.A. Safran *Stage ordering in intercalation compounds // Solid State Physics: Adv. Res. and Appl.*, **40**, pp. 246-312 (1987).
- [13] I.I. Grigorchak, V.V. Netyaga, Z.D. Kovalyuk. *On some physical properties of InSe and GaSe semiconducting crystals intercalated by ferroelectrics // J. Phys.: Condens. Mater.*, **9**, pp. L191 - L195 (1997).
- [14] M. Pollak, T. H. Geballe *Low frequency conductivity due to hopping processes in silicon // Phys. Rev.*, **6**, pp. 1743-1753 (1961).
- [15] Н.М. Олехнович, И.И. Мороз, А.В. Пушкарев, Ю.В. Радюш, А.Н. Салак, Н.П. Вышатко, V.M. Ferreira. *Температурная импеданс-спектроскопия твердых растворов $(1-x)Na_{1/2}Bi_{1/2}TiO_{3-x}LaMg_{1/2}Ti_{1/2}O_3$ // Физика тверд. тела*, **50**(3), сс. 472 - 478 (2008).

- [16] Ю.Л. Михлин, Е.В. Томашевич Импеданс полупроводникового электрода с прыжковой проводимостью в приповерхностном нестехиометрическом слое // *Электрохимия*, **28**,(9), сс1310-1388 (1992).
- [17] *Электрохимический импеданс* / З.Б. Стойнов, Б.М.Графов, Б.С. Саввова-Стойнова, В.В. Елкин. Наука, М. 336 с (1991).
- [18] J. Bisquert, H. Randriamahazaka, G. Garcia-Belmonte. Inductive behaviour by charge-transfer and relaxation in solid-state electrochemistry // *Electrochimica Acta*, **51**, pp. 627-640 (2005).
- [19] А.П. Болтаев, Т.М. Бурбаев, В.А. Курбашов, М.М. Рзаев, Н.А. Пенин, Н.Н. Сибельдин. Эффекты накопления заряда и отрицательная емкость в гетероструктурах на основе кремния // *Известия АН РФ. Серия физическая*, **63**(2), сс. 312-316 (1999).
- [20] Н.А. Пенин. Отрицательная емкость в полупроводниковых структурах // *Физика и техника полупроводников*, **30**(4), сс. 630-635 (1996).
- [21] А.П. Болтаев, Т.М. Бурбаев, Г.А. Калюжная, В.А. Курбашов, Н.А. Пенин. Отрицательная емкость в гетероструктурах Ni-TiO₂-p-Si // *Микроэлектроника*, **24**(4), сс. 291-294 (1995).
- [22] Н.А. Поклонский, С.В. Шпаковский, Н.И. Горбачук, С.Б. Ластовский. Отрицательная емкость (импеданс индуктивного типа) кремниевых p⁺-n переходов, облученных быстрыми электронами // *Физ. и техн. полупроводников*, **40**(7), сс. 824-828 (2006).
- [23] I. Mora-Sero, J. Bisquert. Implications of the Negative Capacitance Observed at Forwards Bias in Nanocomposite and Polycrystalline Solar Cells // *Nano Letters.*, **6**(4), pp. 640-650 (2006).
- [24] П.В. Жуковский, Я. Партыка, П. Венгерэк, Ю. Шостак, Ю. Сидоренко, А. Родзик. Диэлектрические свойства соединений Cd_{1-x}Fe_xSe // *Физ. и техн. полупроводн.*, **34**(10), сс. 1174-1177 (2000).
- [25] Serge Luryi. Quantum capacitance devices // *Appl. Phys. Lett.*, **52**(6), p.501-503 (1988).
- [26] С.А. Михайлов, В.А. Волков. Квантовая емкость туннельной структуры, обусловленная конечностью туннельных времен // *Письма в ЖЭТФ*, **61**(6), сс. 508 -513 (1995).
- [27] В.Л. Бонч - Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников: Учебное пособие*. Наука, М. 672 с. (1977).

I.I. Grygorchak¹, F.O. Ivashchyshyn¹, Z.M. Mykytyuk¹, A.V. Fechan¹,
I.M. Budzulyak², I.I. Budzulyak², L.S. Yablon²

Kinetic and Polarization Processes in Heterophase Semiconductor – Liquid Crystal Nanostructures and Their Modification by the Magnetic Field and Irradiation

¹ National University «Lviv Politehnica», 12, S.Bandery Str., Lviv, 79013, Ukraine

² Stefanyk Precarpathion National University, 57, Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine

The nanostructures of GaSe are formed <negatively anisotropic liquid crystal>. The inductive response of obtained nanostructures at the simultaneous magnetic field and irradiation influence are fixed. Giant dielectric permittivity oscillations in these structures in the magnetic field oriented along the crystallography C axis were found out. It is shown that obtained multilayered heterostructures can be used as effective magnetic blockers of electric current with an optical control.