

ГІБРИДНІ МЕЗО//НАНО МАСШТАБОВАНІ СТРУКТУРИ З ПОЧЕРГОВИМИ НАПІВПРОВІДНИКОВИМИ І МАГНІТОАКТИВНИМИ ЗОНАМИ: ФОРМУВАННЯ ТА МАГНІТО-ІМПЕДАНСНИЙ ВІДГУК

Н.Т. Покладок, І.І. Григорчак, Д.І. Попович
Національний університет "Львівська політехніка"
Україна

Надійшла до редакції 19.02.2009

Лазерно-стимульованим методом сформовані мезо//наномасштабовані гібридні структури з впровадженими 3D-елементами. В цих структурах реалізується ГМРЕ при кімнатних температурах та слабких магнітних полях, і вони проявляють сильну магніто-фазову чутливість. В сформованих структурах досягається високочастотний індуктивний відгук.

ВСТУП

Сьогодні все дедалі очевиднішим постає той факт, що суттєвою перепорою на шляху всеохоплюючого практичного застосування досягнень нанонауки і нанотехнологій є коагуляція, притаманна вільним наносистемам [1 – 3]. Для подолання цієї проблеми докладається багато зусиль, результатом яких стала поява таких способів стабілізації наносистем як блокування наночастинок алкоксилановими містками [4], ізоляція їх високомолекулярними органічними кислотами [5], чи, взагалі, темплатний синтез в нанопористих мембранах [6]. Головним недоліком таких підходів є не стільки неконтрольованість внесення сторонніх домішок при декомпозиції органічних структур [7], чи пов'язана з цим проблема забруднення доквілля, скільки погана адаптованість їх до вирішення однієї з найактуальніших задач нанотехнології – формування 3D-наноструктур за висхідним принципом [8], яке, водночас, забезпечувало б можливість для реалізації трьохвимірного комутування функціональних наноблоків в єдиній матричній структурі. В останньому ракурсі видається, що найбільш прийнятним підходом є інтеркаляційний. Сам феномен інтеркаляції може бути означений як впровадження "гостьових" компонентів (іонів, атомів, молекул) в гостьові позиції матеріалів – "господарів", що мають дальній порядок [9]. Дійсно, забезпечуючи надійну матричну ізоляцію наносистем, вона передбачає не тільки цілеспрямовану зміну вихідної атомно-молекулярної структури та силових полів низькорозмірних матеріалів-"господарів", синтез у їх-

ньому внутрікристалічному полі хімічних речовин, але і формування на атомно-молекулярному рівні певних структур, а в майбутньому і цілих функціональних блоків [10]. Більше того, "маневреність" вище означеної кристалонаноінженерії сильно підвищується завдяки такій унікальній властивості інтеркаляційних процесів як можливість реалізації бі- та поліінтеркаляції [11], реінтеркаляції [12], ешелонування (стадійного впорядкування) [13]. В останньому випадку, як і при інтеркаляційному формуванні наноструктур загалом, неодмінно виникатиме просторово-масштабна гібридність, зумовлена чергуванням нанорозмірних областей однієї фази з мезо- чи мікророзмірними іншою. З'ясування особливостей поведінки таких об'єктів у зовнішніх електричних і магнітних полях є необхідною умовою розуміння фізичних процесів у них та важливою задачею для формування наноструктур спінтроники з заданими властивостями. Саме цим питанням і присвячена дана робота.

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

В експериментах базовим об'єктом (матеріалом-"господарем") виступали 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. Неконтрольовані власні дефекти, що забезпечували провідність в інтервалі температур

($77 \div 300$ K) були магніто-індиферентними: накладання постійного магнітного поля напруженістю $1,85 \div 2,85$ кОе як вздовж, так і поперек кристалографічної осі *C* не викликало помітних змін у величині ані питомого, опору ані уявної частини комплексного імпедансу у всьому вимірюваному частотному діапазоні ($10^{-3} \div 10^6$ Гц), яке здійснювалося за допомогою вимірювального комплексу "AUTOLAB" фірми ЭЕСО СЕМІЕЭ (Голландія), укомплектованого комп'ютерними програмами FRA-2 та GPES.

Як добре відомо [14 – 15], моноселеніди індію і галію характеризується наявністю так званих "гостьових" позицій – орієнтованих перпендикулярно до кристалографічної осі *C* областей дії слабких ван-дер-ваальсових сил. Впровадження в означені внутрікристалічні проміжки "гостьових" компонентів є суттю їхньої інтеркаляції [16]. Саме інтеркаляційним способом були сформовані досліджувані структури двох типів, зображених на рис. 1 в яких "гостьовим" компонентом виступає Cr (структура першого порядку (а) та Mn і Ni – структура другого порядку (б)). Їхнє впровадження здійснювалося лазерним способом, із за обмежень електрохімічного методу інтеркалювання *d*-елементами, зумовлених їх невисоким потенціалом виділення. Для цього з вирощених зливків були виготовлені зразки у формі прямокутного паралелепіпеда розміром $4,85 \times 3,46 \times 0,9$ мм, та $6,7 \times 3,59 \times 0,76$ мм, в яких дві грані перпендикулярні до кристалографічної осі *C*, а чотири інших паралельні до неї. На одну з цих чотирьох граней методом термічного напилення у вакуумі наносилися плівки відповідних до рис. 1а та 1б "гостьових" металів товщиною $1 \div 3$ мкм, використовуючи потрібні маски. Після цього промінь від неодимового лазера, що працював в режимі вільної генерації (тривалість імпульсу становила 2 мс, довжина хвилі випромінювання $\lambda = 1,06$ мкм, густина енергії випромінювання $- 9,5 \pm 0,5$ Дж/см²) направлявся на зразок зі сторони напилених плівок під кутом $90^\circ \pm 1^\circ$.

Легко бачити, що отриману таким чином масштабно-гібридну структуру першого порядку (МГС-I) можна репрезентувати насам-

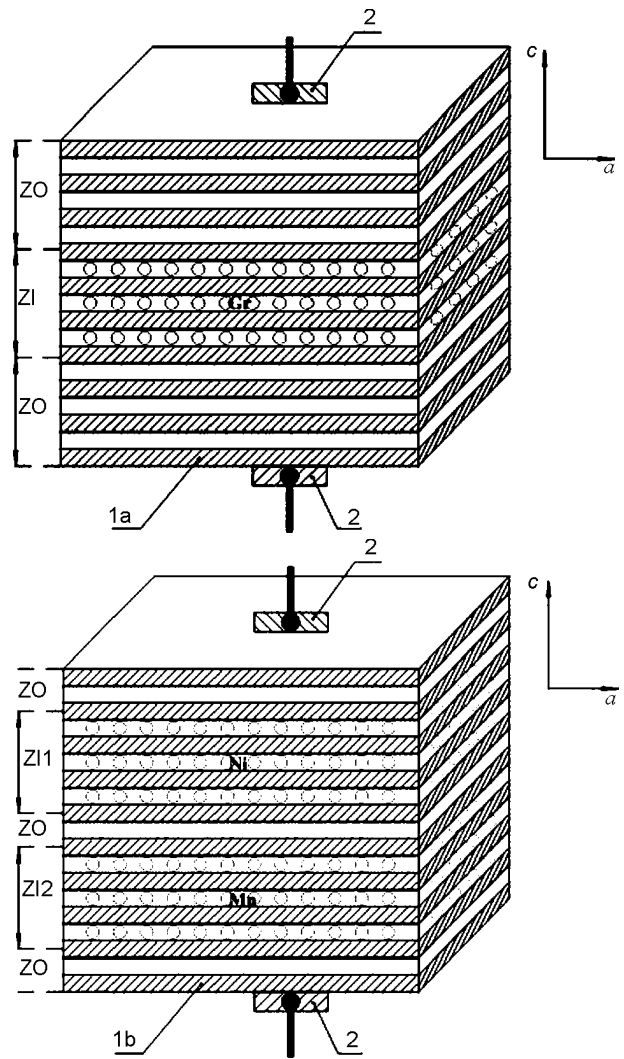


Рис. 1. Схематичне зображення будови масштабно-гібридних структур I(a) та II(б) порядку: 1а – монокристал InSe; 1б – монокристал GaSe; 2 – контакт; ZO – неінтеркальовані зони кристалу; ZI – зона кристалу, інтеркальована Cr; ZI1 – зона кристалу, інтеркальована Ni; ZI2 – зона кристалу, інтеркальована Mn.

перед як модифіковану структуру спінового блокатора [26], в якому металеві кобальтові електроди замінені на напівпровідникові селенід індієві (зона ZO на рис. 1а), а замість кремнію з кобальтовими острівцями сформовано інтеркаляцією суперпарамагнітну напівпровідникову систему (зона ZI на рис. 1а). Саме з останньою пов'язана надія на підвищення величини гігантського магніторезистивного ефекту (ГМРЕ) при кімнатних температурах і слабких магнітних полях і як наслідок – суттєвого росту ефективності спінової блокади.

Масштабно-гібридну структуру II порядку (МГС-II) в свою чергу можна трактувати як виводжену структуру спін-вентильного

транзистора Монсма [27], в якій замість кремнію служить фоточутливий шаруватий напівпровідник GaSe (зони ZO на рис. 1б), а феромагнітний спіновий венти́ль замінено на суперпарамагнітні мультишарові інтеркалатні структури (ZI1 та ZI2 на рис. 1б) з почерговими напівпровідниковими і магнітоактивними нанопрошарками. В результаті очікується значне підвищення магніто-фазової чутливості та рі́ст добротності структури.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Впровадження хрому у ZI-область моноселеніду індію практично не змінює його питомий опір вздовж кристалографічної осі *C* ні за величиною, ні за залежністю його від частоти (рис. 2а, криві 1, 2). Така ж ситуація має місце і при накладанні постійного магнітного поля напруженістю 1,85 кОе як вздовж, так і перпендикулярно до шарів. Однак підвищення напруженості до 2,85 кОе викликає появу гігантського додатного (в діапазоні частот $f = 0 \div 150$ Гц) та від'ємного при $f > 150$ Гц магніторезистивного ефекту (МРЕ) (рис. 2а, крива 3). Накладання постійного магнітного поля напруженості 2,85 кОе до селеніду галію з впровадженими Ni і Mn відповідно в області ZI1 та ZI2 викликає появу гігантського від'ємного МРЕ (рис. 2б).

На постійному струмі відносний магнітоопір $\delta_H = [\rho(H) - \rho(0)] / \rho(H)$, де (0) – опір електричному струмові при відсутності магнітного поля, $\rho(H)$ – електроопір в магнітному полі напруженості H , склав величину: +98,21% – для I порядку масштабно-гібридної структури та -73,79% – для другого.

Оскільки на фоні спостережуваних змін лоренцівський опір не візуалізується, то колосальне значення від'ємного δ_H для МГС-II наймовірніше пов'язати із зеєманівською де-локалізацією носіїв струму [17 – 18].

З діаграм Найквіста, наведених на рис. 3, слідує, що для вихідної матриці-“господаря” InSe вона добре моделюється паралельною $R||CPE$ – схемою (рис. 3а), яка відображає перенесення заряду через потенціальний рельєф матриці вздовж осі *C*. В даному разі застосування в еквівалентній електричній схемі елемента постійної фази *CPE*, імпеданс якого у комплексній площині виражається як:

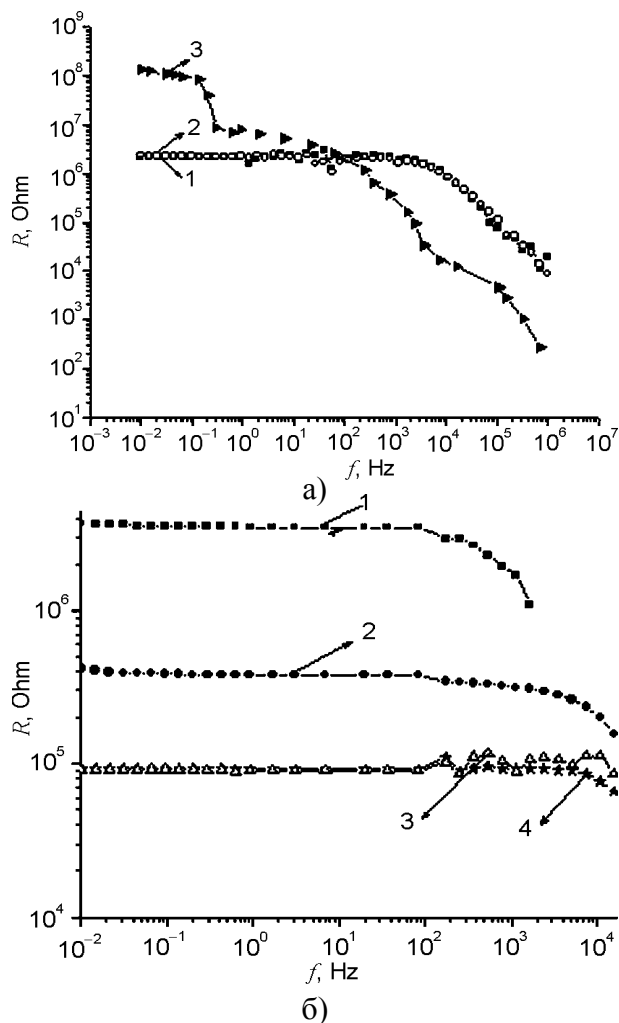


Рис. 2. Частотні залежності опору, перпендикулярного до шарів вихідного селеніду: а) – індію (1), масштабно-гібридної структури I порядку без накладання магнітного поля (2) та в магнітному полі напруженістю 2,85 кОе (3); б) – галію (1), масштабно-гібридної структури II порядку без накладання магнітного поля (2) та в магнітному полі напруженістю 2,85 кОе, орієнтованому вздовж (3) та перпендикулярно (4) до осі *C*.

$$Z_{CPE} = A^{-1}(j\omega)^{-n}, \quad (1)$$

де A – коефіцієнт пропорційності; n – експоненціальний показник, що позначає фазове відхилення відображає розподіленість ємності ($1 > n > 0,9$). Формування додаткового бар'єру від кожної інтеркаляційної зони ZI призводить до появи додаткової більш низькочастотної дуги, в результаті чого еквівалентна електрична схема для МГС-I трансформується до вигляду б). Аналогічний характер поведінки годографу імпедансу спостережений і для МГС-II. Суттєва різниця між ними починає проявлятися в магнітному полі. Так накладання магнітного поля напруженістю 1,85 кОе до МГС-I викликає подальшу моди-

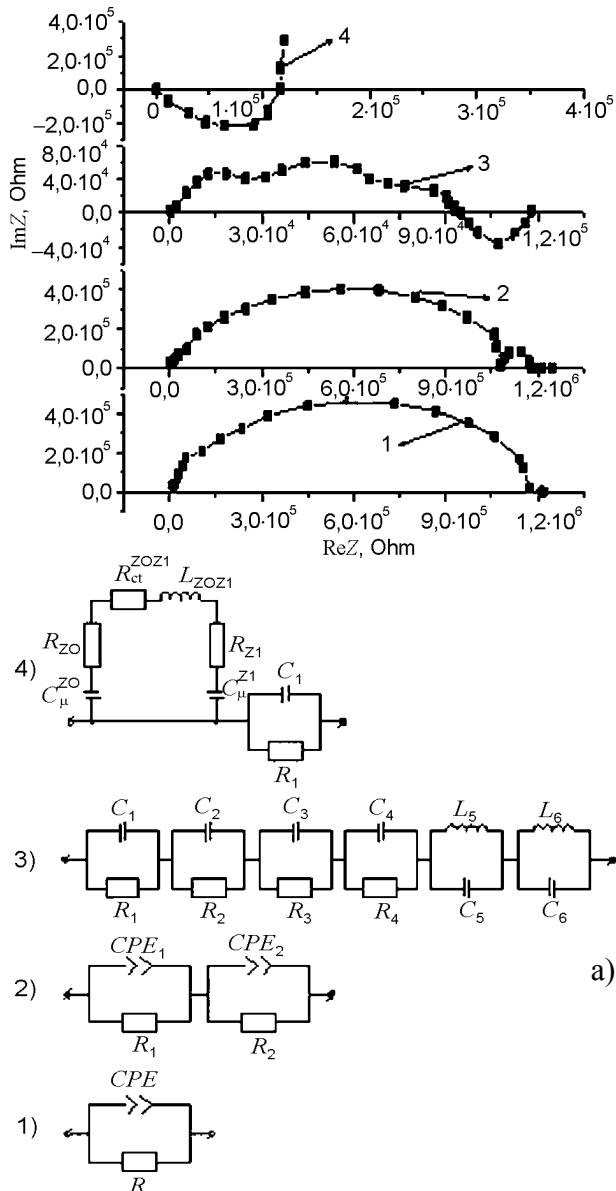


Рис.3. Діаграми Найквіста вздовж осі C і відповідні їм електричні еквівалентні схеми для вихідної матриці селеніду індію (1) та I порядку масштабно-гібридної структури без магнітного поля (2), і в магнітному полі напруженістю 1,85 кОе (3) та 2,85 кОе (4).

фікацію діаграми Найквіста до вигляду 3 (рис. 3), який для другого порядку масштабно-гібридної структури досягається тільки при збільшенні напруженості до 2,85 кОе. Особливістю отриманої в останніх випадках залежностей $Im(Z) = f(Re(Z))$ є поява низькочастотної дуги у IV квадранті комплексної площини, що відповідає індуктивному відгуку системи, або ж так званій “від’ємній ємності”.

Виявлений ефект появи “від’ємної ємності” має надзвичайно важливе практичне значення для вирішення проблеми формування

ланок з індуктивним імпедансом при планарній технології мікросхем, не говорячи про особливу гостроту її для наноелектроніки, так як він може створити передумови для розробки нанорозмірних ліній затримки як елементів мікро- (нано) схем, що виготовляються в єдиному технологічному процесі. Тому сьогодні до “від’ємної ємності”, яка еквівалентна індуктивності, особлива увага [19 – 20].

Комп’ютерне моделювання з використанням програми ZView 2 дозволило побудувати заступну схему для цього випадку (рис. 3). В ній послідовно з’єднані паралельні $R||CPE$ ($1 > n > 0,9$) – ланки відображають модифікацію енергетичного рельєфу вихідної кристалічної матриці рельєфами наведеними впровадженням “гостьовим” компонентом та магнітним полем, а паралельні $L||C$ – ланки формують індуктивну дугу. Фізичні механізми, що призводять до виникнення “від’ємної ємності” як правило є різними для різних систем і структур, в яких вона спостерігається, і багато з них, на жаль, ще не зовсім зрозумілі [21 – 25]. В нашому випадку поява низькочастотної індуктивної дуги викликана накладанням магнітного поля, в результаті чого відбувається когерентна орієнтація спінів магнітоактивних компонентів вздовж магнітного поля. Це в свою чергу призведе до суттєвого зростання дифузійної довжини та падіння активного опору. Тоді згідно до [25] при круговій частоті $\omega \ll \omega_0$ (ω_0 – відповідає круговій частоті, коли період коливань рівний тривалості дифузії від міжфазної межі до омичного контакту) буде яскраво візуалізуватися низькочастотний індуктивний відгук. Отримані в цьому разі значення індуктивностей L_1 та L_2 склали відповідно 2,34 і 1,29 Гн/см² відповідно.

Підвищення напруженості прикладеного до МГС-I магнітного поля до 2,85 кОе призводить до радикальної трансформації діаграми Найквіста, яскраво вирізняючи її високочастотний індуктивний характер (рис. 3, крива 4). Для побудови імпедансної моделі використаємо для кожної з фаз структури (рис. 1a) поняття хімічної ємності C_{μ} [19], яка дорівнює відношенню концентрації носіїв n до положення рівня Фермі E_{Fn} (вона завжди має додатне значення):

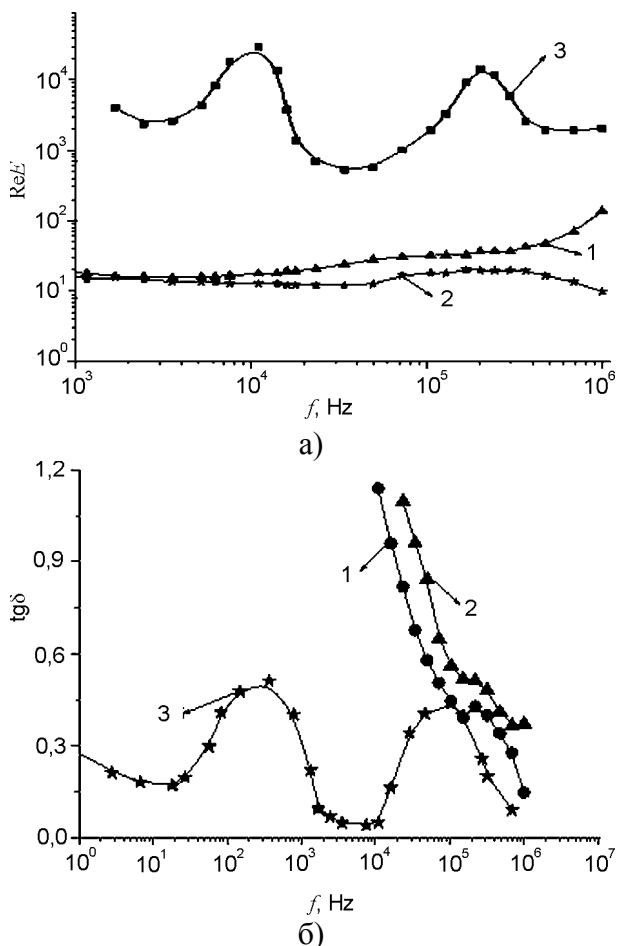


Рис. 4. а) – залежність реальної частини діелектричної проникності МГС-I (1) без магнітного поля і в магнітному полі, напруженості 1,85 кОе, (2) та 2,85 кОе, (3) від частоти; б) – залежність тангенса кута втрат МГС-I без магнітного поля (1) і в магнітному полі, напруженості 1,85 кОе, (2) та 2,85 кОе, (3) від частоти.

$$C_{\mu} = e^2 \partial n / \partial E_{Fn} \quad (2)$$

Тоді позначивши через R_{ct}^{ZO-ZI} опір перенесення заряду з неінтеркальованої зони кристалу в інтеркальовану ZI, а релаксаційні дебаєвські опори кожної з індивідуальних фаз відповідно як

$$R_{ZO} = \tau_{ZO} / C_{\mu}^{(ZO)}, \quad (3)$$

$$R_{ZI} = \tau_{ZI} / C_{\mu}^{(ZI)} \quad (4)$$

еквівалентну електричну схем, що моделює отриману нами діаграму Найквіста необхідно представити у вигляді Γ (рис. 3).

В ній індуктивність

$$L_{ZOZI} = \tau_{ZO} R_{ct}^{(ZOZI)} \quad (5)$$

є результатом такої функціональної взаємозалежності релаксацій обидвох фаз [20], що призводить до трансформації дебаєвської релаксації фази ZI в недебаєвську. Паралельна $R_1 || C_1$ – ланка відображає перенесення заряду через другу неінтеркальовану зону. Комп'ю-

терна параметризація побудованої моделі зокрема показала, що добре співпадання експериментальної та модельної діаграм досягається за умови, коли

$$\frac{R_{ct}^{(ZOZI)} C_{\mu}^{ZI}}{\tau_{ZO}} \geq 10^4 \quad (6)$$

Дане емпіричне співвідношення, підкреслюючи поєднання релаксацій, вказує на суттєву відмінність в значеннях часів релаксацій в обидвох фазах. Найбільш імовірно, що причина цього криється в наступному. Підвищення напруженості магнітного поля, прикладеного до МГС-I веде не тільки до ефективнішого спінового деблокування і, таким чином, до росту перескокової провідності по магнітоактивних “гостьових” компонентах, але і до зеєманівської локалізації носіїв струму на пасткових центрах поблизу рівня Фермі. Те що останній фактор є переважаючим в низькочастотному діапазоні демонструє крива 3 на рис. 2а. Іншими словами механізмом функціональної взаємозалежності релаксацій ми можемо вважати конкурентну кореляцію зеєманівської блокади провідності та її спінового деблокування.

Прояв вищеописаних ефектів у свою чергу повинні призвести до недебаєвської, аномальної частотної поведінки реальної частини діелектричної проникливості ($Re\epsilon$) [28, 29], і суттєвого зменшення тангенса кута втрат ($tg\delta$) у низькочастотній області. І дійсно, як видно з рис. 4а, виявлено два частотних інтервали аномальної поведінки $Re\epsilon$ та очікуваний сильний спад $tg\delta$ (рис. 4б).

Для МГС-II характерна більш виражена частотна дисперсія $Re\epsilon$ з дещо збільшеними відстанями на частотній осі між інтервалами її аномальної частотної залежності (рис. 5а), а ось поведінка $tg\delta$ при накладанні магнітного поля є якісно іншою (гладкою), ніж в МГС-I (рис. 5б)

При меншій напруженості (1,85 кОе) не спостерігається суттєвих змін ні реальної частини діелектричної проникності ні тангенса кута діелектричних втрат для обидвох структур. Важливо зазначити, що у важливій для практичного застосування частотній області, де тангенс кута діелектричних втрат є нижчим від одиниці, реальна частина діелект-

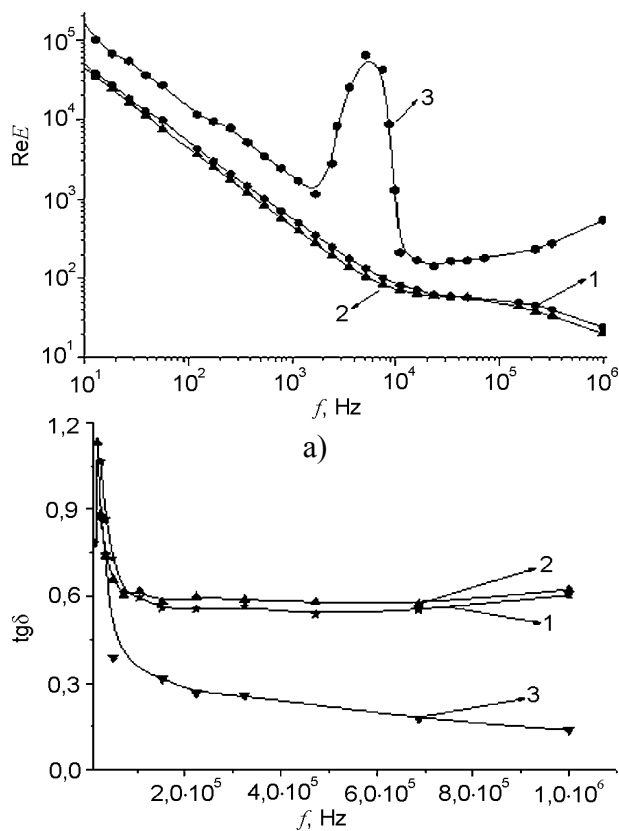


Рис. 5. а) – залежність діелектричної проникності МГС-II без магнітного поля (1), і в магнітному полі, напруженістю 1,85 кОе, (2) та 2,85кОе, (3) від частоти; б) – залежність тангенса кута втраг МГС-II без магнітного поля (1), і в магнітному полі, напруженістю 1,85 кОе, (2) та 2,85 кОе, (3) від частоти.

ричної проникливості терпить колосального росту під дією магнітного поля напруженістю 2,85 кОе. Тобто, можемо говорити про можливість застосування сформованих структур і в якості високочастотного магніточутливого конденсатора.

Масштабно-гібридні структури першого і другого порядків характеризуються доволі цікавою суттєво відмінною поведінкою і в постійному електричному полі, прикладеному вздовж кристалографічної осі *C* (магнітне поле відсутнє). В той час, як величини постійного зміщення (U_{3M}) з діапазону 0,1 ÷ 0,7 В практично не міняють частотну залежність опору ($\rho(\omega)$) вздовж *C*-осі МГС-II, для МГС-I за цих умов спостерігається суттєве зростання його частотної дисперсії. Більше того, якщо в першому випадку зміна $\rho(\omega)$ за величиною (наприклад, на частоті 1 кГц) при $U_{3M} = 0,1$ В практично слабо помітна і при збільшенні U_{3M} до 0,7 В зростає монотонно,

то для МГС-I за аналогічних умов опір падає більш як на порядок з немонотонною зміною у зазначеному вольтажному діапазоні, демонструючи ступінчастий характер (рис. 6а). В результаті для МГС-I спостерігається сильна трансформація діаграм Найквіста від двохдугового характеру ($U_{3M} = 0$) до вигляду, наведеному на рис. 6б. Їх характерною особливістю є незавершеність високочастотної дуги, яка з точки зору методики експерименту зумовлена тим, що вимірювальний комплекс не забезпечував більш високочастотний діапазон вимірювань. Найцікавішим є те, що саме на імпедансній ступенці (рис. 6а, крива 1) відношення ReZ/ImZ є найнижчим у високочастотному інтервалі та найвищим у низькочастотному. Останнє, свідчить про те, що сильна локалізацію носіїв струму МГС-I відчутно починає проявлятися при $U_{3M} \geq 0,5$ В.

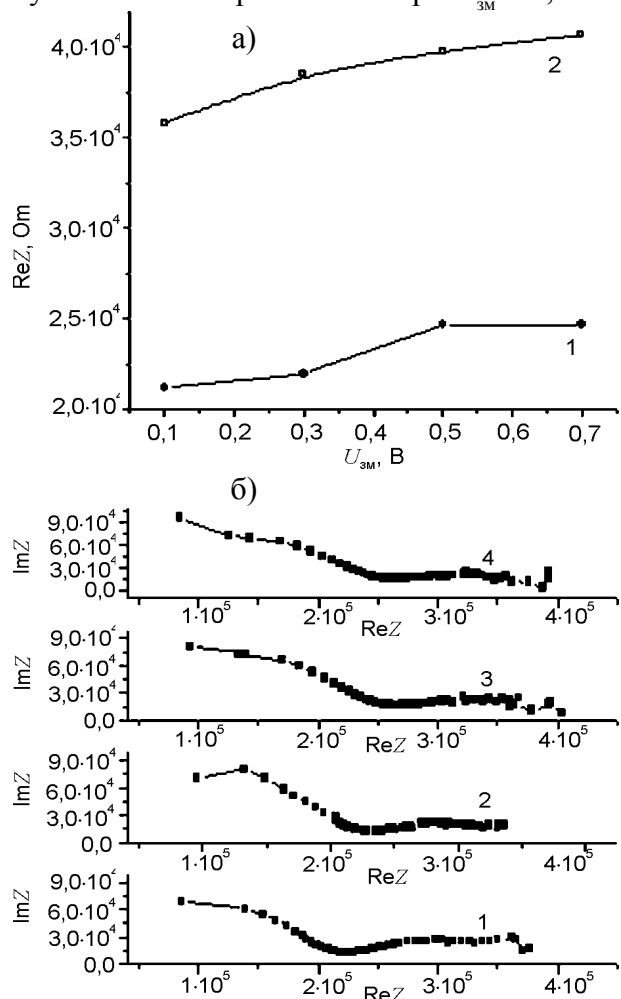


Рис. 6. а) – залежність зміни реальної частини імпедансу, виміряної на частоті 1 кГц від величини напруги зміщення для МГС-I (1) та МГС-II (2); б) – діаграми Найквіста МГС-I для величин прикладеної напруги: 0,1 В – (1), 0,3 В – (2), 0,5 В – (3) та 0,7 В – (4).

Такий характер процесів у МГС-I виразно проектується і на її поляризаційні характеристики, а саме, як і очікувалося, спостерігається помітне зменшення $\text{tg}\delta$ та ріст реальної частини діелектричної проникливості при збільшенні $U_{\text{зм}}$ від 0,5 до 0,7 В (рис. 7).

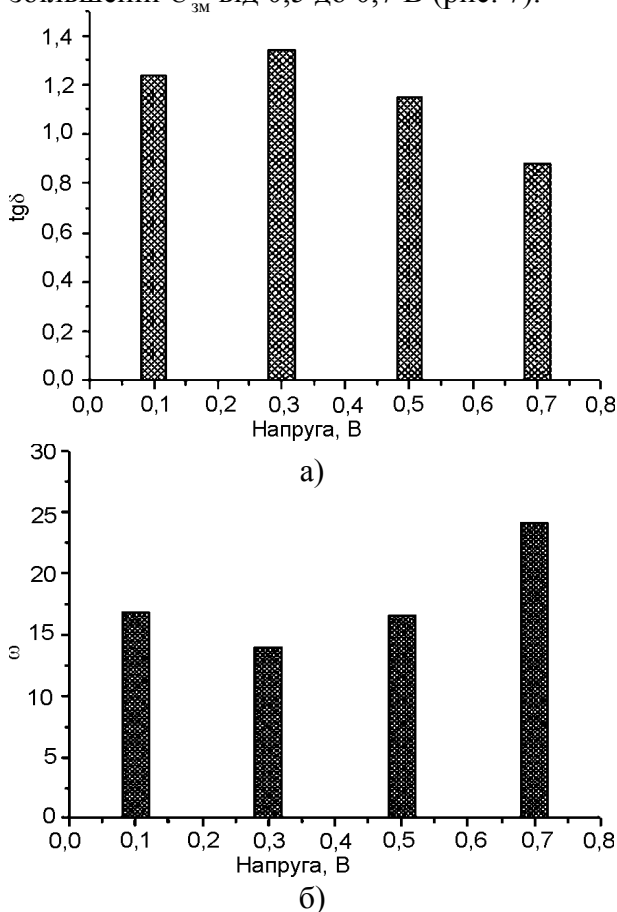


Рис. 7. Залежність тангенса кута втрат – а) та реальної частини діелектричної проникливості – б) на частоті 100 кГц від величини прикладеної напруги зміщення до МГС-I.

Електрично-поляризаційні характеристики для МГС-II є більш яскраво вираженими (рис. 8), в крайньому разі, за рахунок градієнтнішої мезо//нано масштабної гібридизації: для неї відношення довжини області ZI до ZO є суттєво більшим за одиницю.

Загалом для структур як першого так і другого порядків характерна суттєва залежність від величини прикладеної напруги вздовж кристалографічної осі C їхніх поляризаційних параметрів – реальної частини комплексної діелектричної проникливості та тангенса кута діелектричних втрат. Тому вони можуть бути застосовані і як варіанти з високими емнісними параметрами.

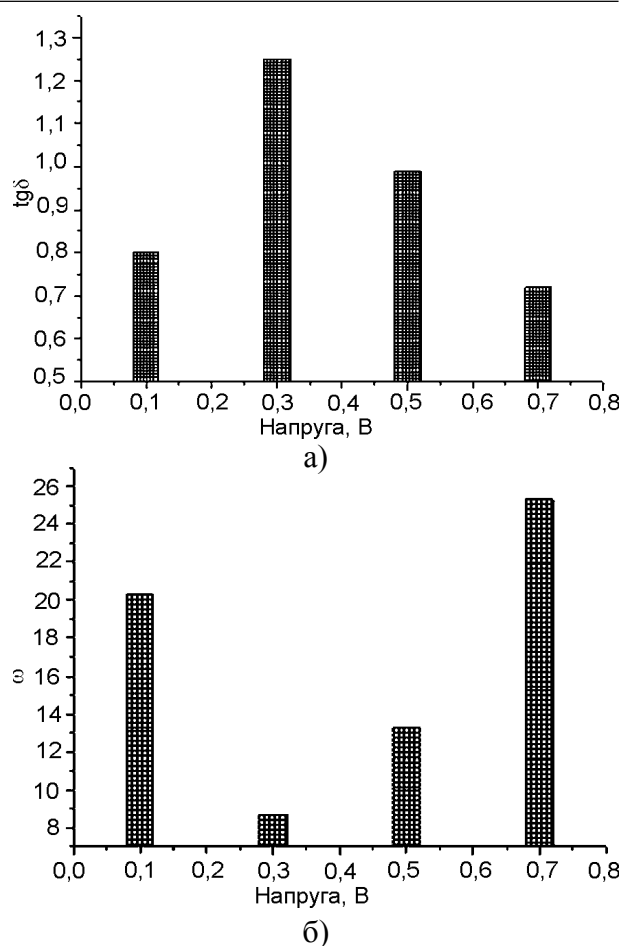


Рис. 8. Залежність тангенса кута втрат – а) та реальної частини діелектричної проникливості – б) на частоті 100 кГц від величини прикладеної напруги зміщення до МГС-II.

ВИСНОВКИ

1. Лазерно-інтеркаляційне формування мезо//нано-масштабованих гібридних структур з “гостьовими” 3d-елементами дає змогу створити новий вид спінблокуючих та спін-вентильно-транзисторних структур, в яких ГМРЕ на відміну від відомих аналогів реалізується при кімнатних температурах та слабких магнітних полях і є суттєво вищим за величиною.
2. Отримані структури проявляють сильну магніто-фазову чутливість і можуть бути використані в якості як високочастотні конденсатори, параметрами яких можна керувати магнітним полем при кімнатній температурі.
3. В залежності від виду структури та величини прикладеного магнітного поля досягається індуктивний відгук в потрібній частотній області, механізм якого пов’язується з ефектами зєманівської локалізації

носіїв струму та спінового деблокування перескокової провідності.

4. Прикладання постійної напруги зміщення вздовж осі С до МГС-I суттєво міняє кінетичні параметри перескокової провідності, в той час як для МГС-II за аналогічних умов найсильніше модифікуються діелектричні властивості. Причина – різна масштабна-геометрична гібридизація інтеркальованих і неінтеркальованих зон.

ЛІТЕРАТУРА

1. Гусев А.И. Эффекты нанокристаллического состояния в компактных металлах и соединениях//Успехи физ. наук.– 1998.– Т. 168, № 1. – С. 55-83.
2. Wolf E.L. Nanophysics and Nanotechnology. – Weinheim-WILEY-VCH Verlag GmbH & Co KGaA, 2004. – 174 p.
3. Покропивний В.В., Поперенко Л.В. Фізика наноструктур. – К.: Київський університет, 2008. – 220 с.
4. Пул Ч., Оуэнс Ф. Нанотехнологии. – М.: Техносфера, 2004. – 328с.
5. Шпак А.П., Куницкий Ю.А., Карбовский В.Л. Кластерные и наноструктурированные материалы.– К.: Академперіодика, 2001. – 587 с.
6. Суздальев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов /Серия: Синергетика от прошлого к будущему. – М.:, 2006. – 592 с.
7. Shevchenko D.V., Petrusenko S.R., Kozay V.N. and Skelton B.W. Crystal structure of a novel four-nuclear heterometallic Cu^{II}/Zn^{II} complex obtained by direct template synthesis// Book of Abstracts. American Crystallographic Association 2004 Annual Meeting-Chicago (USA). – 2004. – P. 126.
8. Murday J.S. The coming revolution : Science and technology of nanoscale structures//Amptiak newsletter. – 2002. – Vol. 6, № 1. – P. 5-10.
9. McKinnon W.R., Haering R.R. Physical mechanisms of intercalation//Modern Aspects of Electrochemistry. – New York. – 1983 – № 15. – P. 235-261.
10. Григорчак І.І. Інтеркаляція: здобутки, проблеми, перспективи//Фізика і хімія твердого тіла. – 2001. – Т. 2, № 1. – С. 7-55.
11. Черныш И.П., Карпов И.И., Приходько Г.П., Шай В.М. Физико-химические свойства графита и его соединений. – К.: Наукова думка, 1990. – 200 с.
12. Войтович С.А., Григорчак І.І., Аксіментьева О.І. Інтеркаляційні наноструктури для радіочастотних конденсаторів//Вісник національного університету “Львівська політехніка”, Електроніка.– 2006.– № 558.– С. 53-58.
13. Safran S.A. Stage ordering in intercalation compounds//Solid State Physics: Adv. Res. and Appl. – 1987. – Vol. 40. – P. 246-312.
14. Lies R.M.A. III – VI Compounds//Preparation and cryst. growth material with layered structure. – Dordrecht–Boston. – 1977. – P. 225-254.
15. Kuhn A., Chevy A., Chevalier R. Crystal structure and interatomic distance in GaSe//Phys. Status Sol. – 1975. – Vol. A31. – P. 469-475.
16. Whittingham M.S. Chemistry of intercalation compounds: metal guests in chalcogenide hosts //Progress in Solid State Chemistry. – 1978. – № 12. – С. 41-99.
17. Демин Р.В., Королева М.И., Муминов А.З., Муковский Я.М. Гигантская объемная магнитострикция и колоссальное магнитосопротивление при комнатных температурах в La_{0,7}Ba_{0,3}MnO₃//Фізика твердого тіла. – 2006. – Т. 48, Вып. 2. – С. 305-307.
18. Покладок Н.Т., Григорчак І.І., Попович Д.І., Бужук Я.І., Будзуляк І.М. Гігантський магніторезистивний ефект в напівпровідниках з магнітоактивними нанопрошарками//Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2008. – Т. 6, № 1. – С. 9-16.
19. Ivan Mora-Sero, Juan Bisquert Implications of the Negative Capacitance Observed at Forward Bias in Nanocomposite and Polycrystalline Solar Cells//Nano Letters. – 2006. – Vol. 6, № 4. – P. 640-650.
20. Juan Bisquert, Hyacinthe Randriamahazaka, Germa Garcia-Belmonte. Inductive behaviour by charge-transfer and relaxation in solid-state electrochemistry//Electrochimica Acta. – 2005. № 51. – P. 627-640.
21. Крымский А.И, Попов Л.К. Отрицательная квазистационарная емкость полупроводника в неоднородной МДП-структуре//Микроэлектроника. – 1990. – Т. 19, Вып. 4. – С. 328-334.
22. Болтаев А.П., Бурбаев Т.М., Курбашов В.А., Рзаев М.М., Пенин Н.А., Сибельдин Н.Н. Эффекты накопления заряда и отрицательная емкость в гетероструктурах на основе кремния //Известия академии наук. – 1999. – Т. 63, № 2. – С. 312-316.
23. Болтаев А.П., Бурбаев Т.М., Калюжная Г.А., Курбашов В.А., Пенин Н.А. Отрицательная

- емкость в гетероструктурах Ni-TiO₂-p-Si// Микроэлектроника. – 1995. – Т. 24, № 4. – С. 291-294.
24. Пенин Н.А. Отрицательная емкость в полупроводниковых структурах//Физика и техника полупроводников. – 1996. – Т. 30, Вып. 4.
25. Синица С.П. Исследование индуктивных свойств полупроводникового диода//Радиотехника и электроника. – 1962. – № 8.
26. Gregg J.F., Petej I., Jouguelet E., Dennis C. Spin electronics – a review//J. Phys. D: Appl. Phys. – 2002. – Vol. 35. – P. R121- R125.
27. Monsma D.J., Lodder J.C., Popma T.J.A., Dieny B. Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new magnetic field sensor-valve transistor//Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74. – P. 5260-5263.
28. Вест А. Химия твердого тела. Часть 2/Пер. с англ. – Мир, 1988. – 336 с.
29. Жуковский П.В., Партыка Я., Венгерэк П., Шостак Ю., Сидоренко Ю., Родзик А. Диэлектрические свойства соединений Cd_{1-x}Fe_xSe//Физ. и техн. полупроводн. – 2000. – Т. 34, № 10. – С. 1174-1177.

**ГИБРИДНЫЕ МЕЗО//НАНО
МАСШТАБИРОВАННЫЕ СТРУКТУРЫ
С ПООЧЕРЕДНЫМИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ
И МАГНІТОАКТИВНЫМИ ЗОНАМИ:
ФОРМИРОВАНИЕ И**

МАГНІТО-ИМПЕДАНСНИЙ ОТКЛИК

Н.Т. Покладок, И.И. Григорчак, Д.И. Попович
Лазерно-стимулированным методом сформированные мезо//наномасштабированные гибридные структуры с введенными 3D-элементами. В этих структурах реализуется ГМРЭ при комнатных температурах и слабых магнитных полях, и они проявляют сильную магнито-фазовую чувствительность. В сформированных структурах достигается высокочастотный индуктивный отклик.

**FORMATION OF HYBRID MESO//NANO
SCALE STRUCTURES WITH LATERAL
SEMICONDUCTIVE AND
MAGNETOACTIVE LAYERS AND ITS
MAGNETO-IMPEDANCE RESPONSE**

N.T. Pokladok, I.I. Grygorchak, D.I. Popovich
Mezo//nano scaled hybrid structures with introduced 3D-elements have been formed by means of laser-stimulation method. In these structures, GMRE (giant magnetoresistance effect) takes place at room temperatures and in weak magnetic fields, and they manifest strong magnetic-phase sensitivity. High-frequency inductive response is achieved in these formed structures.