

PACS numbers: 75.20.En, 75.30.Et, 75.47.Np, 75.70.Cn, 75.75.Cd, 76.50.+g, 81.40.Rs

## ФМР в обмінно-зв'язаних багатошарових структурах

I. М. Козак, Д. М. Поліщук, А. Ф. Кравець, В. О. Голуб, V. Korenivski\*

*Інститут магнетизму НАН та МОН України,  
бульв. Акад. Вернадського, 36<sup>а</sup>,  
03142 Київ, Україна  
\*Nanostructure Physics,  
Royal Institute of Technology,  
10691 Stockholm, Sweden*

В даній статті наведено результати досліджень феромагнетного резонансу (ФМР) в обмінно-зв'язаних багатошарових структурах типу «феромагнетик ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ )/слабомагнетний прошарок ( $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$ )/закріплений феромагнетик ( $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$ )». Визначено магнетні та резонансні параметри досліджуваних структур і встановлено їх залежність від товщини слабомагнетного прошарку, концентрації Ni та температури. Встановлено, що при кімнатній температурі на ФМР-спектрах спостерігаються два сигнали, які проявляють феромагнетні властивості і відповідають шарам  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (Py) і  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Показано, що поведінка резонансного поля, ширини лінії та ефективної намагнетованості шару Py визначається ступенем міжшарової обмінної взаємодії, яка залежить від товщини слабомагнетного прошарку ( $d$ ) і концентрації ( $x$ ) атомів Ni в ньому. Найбільшою міжшаровою взаємодією характеризуються зразки з  $x=54\%$ ,  $d=3$  нм та з  $x=62\%$ ,  $d=6$  нм. Залежність намагнетованості від температури стрімко зростає зі зменшенням температури.

In this article, the results of investigations of ferromagnetic resonance (FMR) in exchange-coupled multilayer structures such as 'ferromagnet ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ )/weakly magnetic layer ( $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$ )/fixed ferromagnet ( $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$ )' are presented. The magnetic and resonance parameters of these structures are determined, and their dependence on the thickness of weakly magnetic layer, concentration of Ni, and temperature is revealed. In the room-temperature FMR spectra, two signals are observed and display ferromagnetic properties corresponding to the  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (Py) and  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  layers. As shown, the behaviour of resonance field, line width, and effective magnetization for the Py layer is caused by the interlayer exchange interaction, which depends on both the thickness ( $d$ ) of weakly magnetic layer and the concentration ( $x$ ) of Ni atoms within it. Samples with  $x=54\%$ ,  $d=3$  nm and  $x=62\%$ ,  $d=6$  nm are characterized by the largest interlayer interaction. The dependence of magnetiza-

tion on temperature rapidly increases with decreasing temperature.

В даній статті приведені результати досліджень ферромагнітного резонанса (ФМР) в обмінно-связаних многослойних структурах типу «ферромагнетик ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ )/слабомагнітна прослойка ( $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$ )/закреплений ферромагнетик ( $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$ )». Определены магнітні і резонансні параметри досліджуваних структур і установлена їх залежність від товщини слабомагнітної прослойки, концентрації Ni і температури. Установлено, що при комнатній температурі на ФМР-спектрах наблюдаються два сигнали, які проявляють ферромагнітні властивості і відповідають слоям  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (Ru) і  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Показано, що поведінка резонансного поля, ширини лінії і ефективної намагніченості слоя Ru определяється ступенню міжслоєвого обмінного взаємодія, которая зависит от товщини слабомагнітної прослойки ( $d$ ) і концентрації ( $x$ ) атомів Ni в ній. Наибольшим міжслоєвим взаємодієм характеризуються образці с  $x = 54\%$ ,  $d = 3$  нм і с  $x = 62\%$ ,  $d = 6$  нм. Залежність намагніченості от температури стремительно ростиє с уменьшением температури.

**Ключові слова:** спіновий вентиль, міжшарова обмінна взаємодія, розбавлений ферромагнетик, ферромагнітний резонанс, намагнетованість.

(Отримано 17 березня 2015 р.)

## 1. ВСТУП

За останні роки зросла кількість робіт по вивченню властивостей обмінно-зв'язаних багатшарових структур типу спінового вентиля  $F_1/f/F_{2\text{pin}}$  [1–9], де  $F_1$  — шар ферромагнетика, намагнетованість якого можна легко змінювати під дією зовнішнього магнітного поля;  $F_{2\text{pin}}$  — шар ферромагнетика з фіксованим напрямком намагнетованості;  $f$  — слабомагнітний прошарок. Ключовим елементом даної структури є слабомагнітний прошарок  $f$  [10–14].

В залежності від температури прошарок  $f$  може перебувати у парамагнітному стані ( $T > T_c^{\text{eff}}$ ) або у ферромагнітному ( $T < T_c^{\text{eff}}$ );  $T_c^{\text{eff}}$  — ефективна температура Кюрі слабомагнітного прошарку [14].

У випадку, коли  $f$  знаходиться у парамагнітному стані, зміна орієнтації магнітного моменту шару  $F_1$  від антипаралельної до паралельної відносно магнітного моменту закріпленого шару  $F_{2\text{pin}}$  [15] відбувається у досить низьких магнітних полях. Тобто обмінна взаємодія між ферромагнітними шарами  $F_1$  і  $F_{2\text{pin}}$  відсутня.

Коли  $f$  перебуває у ферромагнітному стані, магнітні моменти цих шарів паралельні, і змінити їхню взаємну орієнтацію можна за допомогою зовнішнього поля. Це є проявом прямої обмінної взаємодії між шарами  $F_1$  і  $F_{2\text{pin}}$ . Однією з основних умов появи прямої міжшарової обмінної взаємодії у  $F_1/f/F_{2\text{pin}}$  структурах є те, щоб товщина прошарку  $f$  була більшою від довжини вільного пробігу спіну елек-

трона [4].

Ефективною та інформативною експериментальною методикою дослідження магнетних властивостей гетерофазних і наноструктурованих систем, включаючи багат шарові магнетні структури, виступає феромагнетний резонанс (ФМР) [16–22].

Основними перевагами ФМР щодо вивчення магнетних багат шарових наноструктур є: (i) висока чутливість, що уможливорює охарактеризувати магнетні властивості тонких плівок та інших нанорозмірних систем (нанострічки, наноточки), що не завжди можливо за допомогою інших методик [17, 23]; (ii) можливість досліджувати властивості окремих складових комплексної (багатофазної чи багат шарової) матеріальної системи [24, 25].

За допомогою методики ФМР можна охарактеризувати анізотропну поведінку системи, процеси релаксації та перемагнетування, магнетну однорідність матеріалу, збудження спінових хвиль, і визначити такі параметри як ефективна намагнетованість, константи анізотропії, напівширина резонансної лінії, тощо [17, 24, 26–28].

Дослідження ФМР в обмінно-зв'язаних багат шарових структурах [21, 29] є важливою задачею, оскільки за їх допомогою можна не лише якісно описати прояв міжшарової взаємодії, але й кількісно охарактеризувати цей ефект.

У роботі [30] було проведено ФМР-дослідження багат шарових структур типу «спіновий вентиль» з немагнетним прошарком. Наприклад, Лінднер та ін. [31] досліджували методом ФМР тришарові структури, резонансні властивості яких вивчалися в залежності від температури. Авторами було встановлено, що найбільш важлива причина такої залежності слідує із температурної залежності розу порядкування магнетних моментів на межі зі спейсером через термічно активовані спінові хвилі. У роботах [31, 32], число сигналів, що спостерігались на ФМР спектрах, відповідало кількості феромагнетних шарів.

Однак, робіт, присвячених ФМР-дослідженням багат шарових структур із слабوماгнетним прошарком, обмаль [2, 8, 9, 33]. У роботі [33] за допомогою методики ФМР досліджуються тонкі плівки розбавленого феромагнетика  $Ni_xCu_{100-x}$  ( $x = 70-100\%$ ). Стоп даного складу виступає основним матеріалом для слабوماгнетного прошарку у термомагнетних спінових вентилях нового типу — перемикачах Кюрі [1, 2]. В ході досліджень [33] у тонких плівках було виявлено виникнення обмінно-зв'язаних кластерів Ni, що підвищує магнетну неоднорідність системи, і що має бути враховане при конструюванні багат шарових структур  $F_1/f/F_{2pin}$ .

Поведінка резонансних параметрів ФМР окремих шарів у багат шарових структурах має відображати характер міжшарової обмінної взаємодії у таких структурах. Дане завдання є актуальним як з практичної, так і фундаментальної точок зору.

## 2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Магнетні багат шарові структури  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (10 нм)/ $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}(d)/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  (5 нм)/ $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$  (12 нм)/Cu (5 нм) (далі  $F_1/f(x, d)/F_{2\text{pin}}$ ) були одержані методом магнетронного розпорошення мішеней на термічно окислені кремнієві підкладки з використанням мультимагнетронної розпорошувальної системи AJA Orion. Залишковий тиск у камері становив  $\cong 6 \cdot 10^{-9}$  Торр. Осадження проводилося в плазмі аргону при тиску 5 мТорр. Феромагнетні шари  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (Py) і  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  та антиферомагнетний шар  $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$  були осаджені з окремих мішеней із відповідним номінальним складом. Слабомагнетний шар  $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$  осаджували одночасним розпорошенням окремих мішеней чистого Ni та Cu. В одержаних гетероструктурах, антиферомагнетний шар  $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$  використовувався для створення однонапрямленої магнетної анізотропії у феромагнетному шарі  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ , що дозволило зафіксувати напрямок намагнетованості в останньому. Від взаємодії з атмосферою структури були захищені шаром Cu. Контроль за товщиною шарів у структурі здійснювався за допомогою профілометрії [10]. Склад розбавленого феромагнетного стопу  $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$  регулювався шляхом підтримки співвідношення швидкостей осадження Ni і Cu, що контролювалося за допомогою кварцового датчика швидкості осадження плівок.

В даній роботі досліджуються дві серії зразків. Зразки першої серії мають однаковий склад слабомагнетного прошарку  $f$  —  $\text{Ni}_{54}\text{Cu}_{46}$ , що відповідає стопу з точкою Кюрі, близькою до кімнатної температури [34], але відрізняються товщиною шару  $f$  ( $d = 3, 4, 5, 6, 7, 5, 9$  нм). Зразки другої серії мають однакову товщину прошарку  $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$  ( $d = 6$  нм), але відрізняються концентрацією Ni в ньому ( $x = 0, 40, 48, 54, 62$  ат. % Ni). Номінальні параметри інших шарів у досліджуваних зразках однакові.

Магнетні властивості гетероструктур  $F_1/f(x, d)/F_{2\text{pin}}$  досліджувалися за допомогою методу феромагнетного резонансу з використанням ЕПР-спектрометра Bruker ELEXYS-E500, обладнаного автоматичним гоніометром та температурною приставкою. ФМР-мірвання виконувалися на робочій частоті  $f \approx 9,46$  ГГц (X-діапазон) в температурному інтервалі 150–400 К.

Основними параметрами ФМР виступають резонансне поле ( $H_r$ ), напівширина лінії ( $\Delta H_{pp}$ ) та інтенсивність ( $I$ ). На основі одержаних значень резонансного поля  $H_r$ , в наближенні, що магнетна поведінка плівки визначається лише анізотропією форми, можна визначити ефективну намагнетованість ( $M_{\text{eff}}$ ) кожного шару з використанням системи Кіттєвих рівнянь [24]:

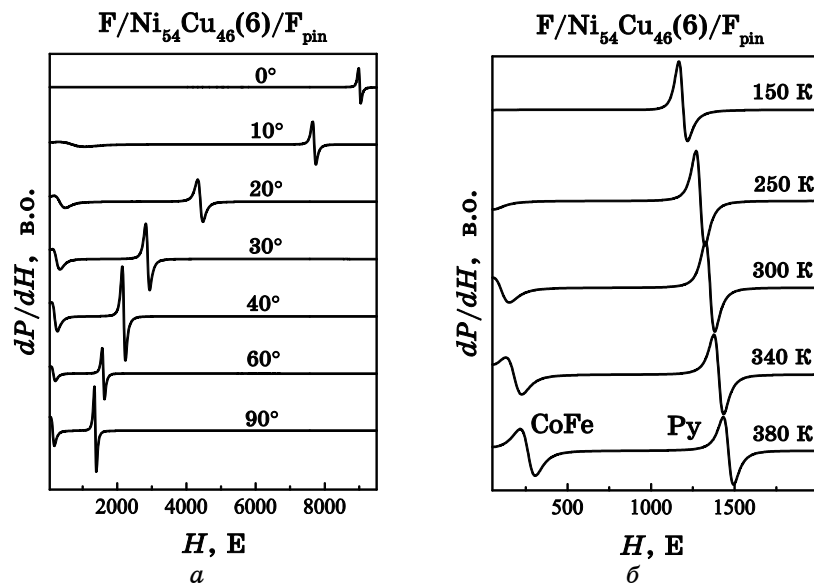
$$\omega = \gamma \left( H_r^\perp - 4\pi M_{\text{eff}} \right), \quad \omega = \gamma \sqrt{H_r^\parallel \left( H_r^\parallel + 4\pi M_{\text{eff}} \right)}, \quad (1)$$

де  $H_{\perp}$  та  $H_{\parallel}$  — резонансні поля, одержані за умов, коли зовнішнє поле  $\mathbf{H}$  перпендикулярне або паралельне до площини плівки відповідно;  $\omega$  — циклічна частота ( $\omega = 2\pi f$ );  $\gamma$  — гіромагнетне відношення. В свою чергу, напівширина лінії  $\Delta H_{pp}$  несе в собі інформацію про магнетну однорідність матеріялу та механізми релаксації [24].

### 3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На рисунку 1 наведено типові спектри ФМР, одержані для структури  $F_1/f(54\%, 6 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$ : (а) кутова залежність спектрів ФМР в залежності від орієнтації прикладеного зовнішнього поля  $\mathbf{H}$  відносно нормалі до площини плівки (кут  $\theta$ ), виміряна при кімнатній температурі (кут відхилення  $\theta = 0^\circ$  відповідає перпендикулярній орієнтації  $\mathbf{H}$  до площини плівки); (б) температурна залежність спектрів ФМР при орієнтації прикладеного поля  $\mathbf{H}$  в площині плівки ( $\theta = 90^\circ$ ). Одержані спектри ФМР представляють собою перші похідні від кривої поглинання за рахунок використання модуляційних котушок, що дозволяє підвищити відношення сигнал/шум [17].

За кімнатної температури на спектрах ФМР для усіх зразків можна чітко виділити два сигнали (рис. 1, а). Обидва сигнали вияв-



**Рис. 1.** Типові спектри ФМР, одержані для структури  $F_1/f(54\%, 6 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$ . (а) кутова залежність спектрів ФМР при кімнатній температурі ( $\theta$  — кут відхилення зовнішнього магнетного поля  $\mathbf{H}$  від нормалі до площини плівки); (б) температурна залежність спектрів ФМР за орієнтації прикладеного поля  $\mathbf{H}$  у площині плівки.

ляють феромагнетну поведінку, характерну для тонкої плівки з основним внеском від анізотропії форми: з відхилом напрямку зовнішнього поля  $\mathbf{H}$  від площини плівки, резонансне поле зміщується у бік вищих полів і досягає максимуму за перпендикулярної орієнтації  $\mathbf{H}$  до площини плівки [17]. Оскільки прошарок  $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$  в досліджуваному діапазоні концентрацій ( $x \leq 62\%$ ) характеризується слабوماгнетним станом [1, 10, 11], слід очікувати, що сигнал від нього буде нехтовно малим порівняно з ФМР-сигналами від сильномагнетних шарів  $\text{Ru}$  і  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  [2]. Тому два сигнали, що спостерігаються, слід віднести саме до цих сильномагнетних шарів. Намагнетованість  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  приблизно в два рази більша за намагнетованість  $\text{Ru}$ . Згідно з Кіттелевими рівняннями (1), за орієнтації поля  $\mathbf{H}$  у площині плівки, матеріал з меншою намагнетованістю має більші резонансні поля. Тому першу лінію, що спостерігається при вищих полях ( $H_{r1} \approx 1500 \text{ E}$ ), слід віднести до шару  $\text{Ru}$ , а другу, низькопольову резонансну лінію ( $H_{r2} \approx 100 \text{ E}$ ) — до шару  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Коли зовнішнє поле  $\mathbf{H}$  орієнтоване перпендикулярно до площини плівки ( $\theta = 0^\circ$ ), ситуація протилежна: резонансна лінія  $\text{Ru}$  (лінія 1) спостерігається при нижчих полях, ніж лінія  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  (лінія 2). На одержаних спектрах при  $\theta = 0^\circ$  (рис. 1, а) спостерігається лише одна лінія від  $\text{Ru}$  ( $H_{r1} \approx 9 \text{ кЕ}$ ), оскільки лінія від  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ , за рахунок високої намагнетованості матеріалу і дії ефективного поля підмагнетування  $H_b$  від АФМ шару  $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$ , зміщується у високі поля, які перевищують максимальне поле у наших міряннях ( $H_{\text{max}} = 14 \text{ кЕ}$ ).

Із пониженням температури поведінка резонансних ліній 1 і 2 відображає збільшення ефективної намагнетованості сильномагнетних шарів  $F_1$  і  $F_{2\text{pin}}$  відповідно (рис. 1, б) [17, 24]: за орієнтації прикладеного поля  $\mathbf{H}$  у площині плівки, резонансні поля ліній 1 і 2 зменшуються. Резонансні поля  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  при низьких температурах ( $T \leq 250 \text{ К}$ ) набувають від'ємних значень. У наближенні, коли поле підмагнетування  $H_b$  для шару  $F_{2\text{pin}}$  слабо змінюється з температурою у досліджуваному  $T$ -інтервалі ( $H_b(T) \approx \text{const}$ ), таке зміщення  $H_{r2}$  у від'ємну область полів слід також віднести до збільшення  $M_{\text{eff}}$  шару. При великих значеннях  $M_{\text{eff}}$ , робочої частоти набіжного надвисокочастотного випромінювання ( $f \approx 9,46 \text{ ГГц}$ ) недостатньо для збудження ФМР, коли  $\mathbf{H}$  орієнтоване в площині плівки [24].

У досліджуваних структурах  $F_1/f(x, d)/F_{2\text{pin}}$  зі змінною температурою слід очікувати прояв явища обмінної взаємодії між шарами  $F_1$  і  $F_{2\text{pin}}$  через слабوماгнетний прошарок  $f$ . Зокрема, цей ефект виникає, коли слабوماгнетний прошарок переходить у феромагнетний стан [1, 2, 35]. Тоді такий обмінний зв'язок має найбільше впливати на резонансний сигнал від вільного шару  $\text{Ru}$ , оскільки шар  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  сильно зв'язаний з шаром антиферомагнетика  $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$  і тому менш чутливий до цього ефекту [17]. У зв'язку з цим, далі детально аналізується резонансна поведінка вільного шару  $\text{Ru}$ .

Резонансне поле  $H_r$  та ширина лінії  $\Delta H_{pp}$  були визначені на основі стандартного аналізу спектрів ФМР з використанням другої похідної по полю від лінії поглинання  $P''$  [24]. Згідно цього підходу,  $H_r = (H^- + H^+)/2$  і  $H_r = (H^- - H^+)/2$ , де  $H^+$  і  $H^-$  — поля, за яких лінія  $P''(H)$  сягає максимуму.

На рисунку 2 наведено кутові залежності резонансного поля для шару Ру (вільний шар  $F_1$ ), одержані при кімнатній температурі для зразків  $F_1/f(54\%, d)/F_{2pin}$  серії 1, які відрізняються за товщиною ( $d$ ) слабомагнетного шару  $Ni_{54}Cu_{46}$  (панель (а)) і для зразків  $F_1/f(x, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$  серії 2, які відрізняються концентрацією Ni ( $x$ ) у прошарку  $Ni_xCu_{100-x}$  (панель (б)). Усі кутові залежності  $H_{r1}(\theta)$  виявляють поведінку характерну для тонкої плівки, магнетні властивості якої визначаються анізотропією форми [17, 24]. Однак кутові залежності на рис. 2, а дещо відрізняються для зразків з різною товщиною прошарку  $f$ : залежності  $H_{r1}(\theta)$  для зразків з  $d = 6$  і  $9$  нм досить близькі між собою, тоді як  $H_{r1}(\theta)$  для  $d = 3$  нм виявляє добре помітне зміщення відносно останніх. Оскільки обмінна взаємодія між шарами  $F_1$  і  $F_{2pin}$  значно підсилюється зі зменшенням товщини прошарку  $f$  [2], то відмінність у залежностях  $H_{r1}(\theta)$  для зразків з різною товщиною  $d$  слід віднести до різного ступеня впливу міжшарової обмінної взаємодії на вільний шар Ру. З іншої сторони, за сталої температури, величина обмінної взаємодії між шарами  $F_1$  і  $F_{2pin}$  залежить від концентрації Ni в слабомагнетному прошарку  $Ni_xCu_{100-x}$ . Дійсно, кутові залежності для структур  $F_1/f(x, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$  з  $x = 0, 48$  і  $54\%$  (рис. 2, б) майже збігаються, тоді як для більшої концентрації  $x = 62\%$  залежність  $H_r(\theta)$  зміщується відносно останніх, подібно до  $H_{r1}(\theta)$  для  $F_1/f(54\%, 3 \text{ нм})/F_{2pin}$  (рис. 2, а). Таким чином, підсилення міжшарової обмінної взаємодії відображається у відмінності кутових залежностей резонансного поля  $H_{r1}(\theta)$  для вільного шару

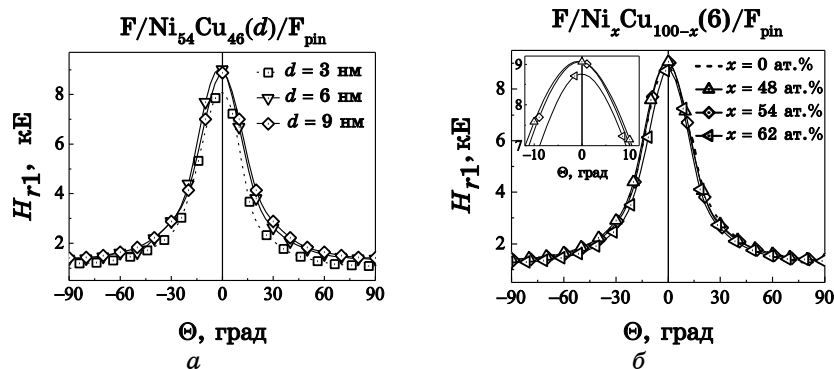
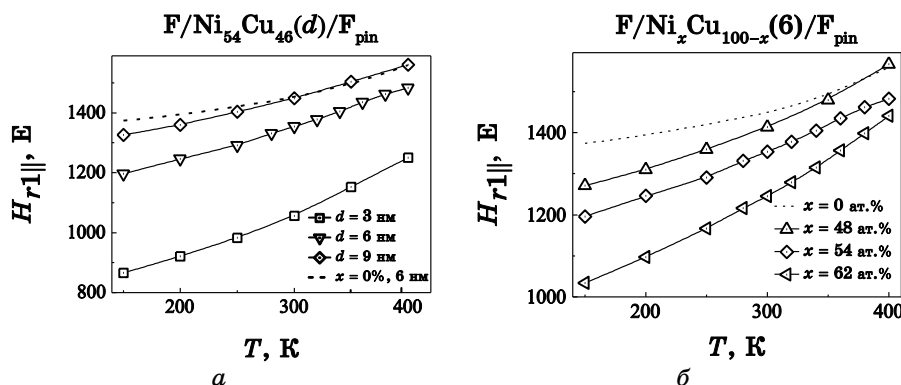


Рис. 2. Кутова залежність резонансного поля  $H_{r1}$  для шару Ру: (а) для зразків  $F_1/f(54\%, d)/F_{2pin}$  — серія 1; (б) для зразків  $F_1/f(x, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$  — серія 2.



**Рис. 3.** Температурні залежності резонансного поля  $H_{r1||}$  шару Ру: (а) для зразків  $F_1/f(54\%, d)/F_{2pin}$  — серія 1; (б) для зразків  $F_1/f(x, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$  — серія 2. Пунктирна лінія — температурна залежність  $H_{r1||}(T)$  для зразка з  $x = 0\%$ .

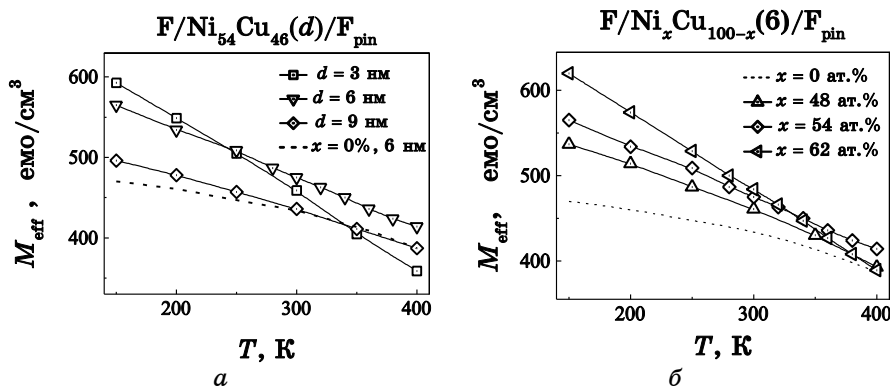
Ру в залежності від товщини прошарку  $f$  і об'ємної частки атомів Ні в ньому.

На рисунку 3, а і б наведено температурні залежності резонансного поля  $H_{r1||}(T)$  шару Ру, коли зовнішнє поле  $\mathbf{H}$  орієнтоване в площині плівки ( $\theta = 90^\circ$ ), для серій зразків 1 і 2 відповідно. На рисунках чітко видно відмінності у залежностях  $H_{r1||}(T)$  для зразків з різною товщиною ( $d$ ) і концентрацією атомів Ні ( $x$ ) в слабомагнетному прошарку  $f$ . Так, для зразків  $F_1/f(54\%, d)/F_{2pin}$  зі зменшенням товщини прошарку  $f$  спостерігається зміщення залежності  $H_{r1||}(T)$  у низькопольову область (рис. 3, а). Подібне зміщення залежностей  $H_{r1||}(T)$  також спостерігається для зразків  $F_1/f(x, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$  з різною концентрацією атомів Ні у прошарку  $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$  (рис. 3, б). На обох панелях наведена залежність  $H_{r1||}(T)$  для зразка  $F_1/f(0\%, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$ , для якого обмін між шарами  $F_1$  і  $F_{2pin}$  повністю відсутній. Різниця між значеннями резонансного поля для зразка  $F_1/f(0\%, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$  та полями  $H_{r1||}(T)$  інших зразків кожної із серій вказує на ступінь міжшарової обмінної взаємодії в цих зразках. Збільшення цієї різниці  $\Delta H_{r1||}$  з пониженням температури відображає підсилення обмінної між  $F_1$  та  $F_{2pin}$  за рахунок поступового переходу прошарку  $f$  у феромагнетний стан.

Згідно з Кіттєвим рівнянням (1), менші значення  $H_{r1||}$  відповідають більшим значенням ефективної намагнетованості  $M_{eff}$  [24]. В свою чергу, ефективна намагнетованість, окрім дійсної намагнетованості  $M$ , містить внесок від інших видів взаємодій [17], що впливають на магнетну поведінку шару Ру. У нашому випадку  $M_{eff}$  також виступає характеристикою обмінної взаємодії між шарами  $F_1$  і  $F_{2pin}$ .

На рисунку 4, а, б наведено температурні залежності ефективної намагнетованості  $M_{eff}$  для серій зразків 1 і 2 відповідно. Значення





**Рис. 4.** Температурна залежність ефективної намагнетованості  $M_{\text{eff}}$  шару Ru: (а) для зразків  $F_1/f(54\%, d)/F_{2\text{pin}}$  — серія 1; (б) для зразків  $F_1/f(x, 6 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$  — серія 2. Пунктирна лінія — температурна залежність  $M_{\text{eff}}(T)$  для зразка з  $x = 0\%$ .

$M_{\text{eff}}$  були визначені на основі рівнянь (1) з використанням резонансних полів, наведених на рис. 3, а, б. Більші значення ефективної намагнетованості вказують на більший прояв міжшарової обмінної взаємодії. Звідси можна зробити висновок, що найбільшою міжшаровою взаємодією характеризуються зразки  $F_1/f(54\%, 3 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$  із серії 1 та  $F_1/f(62\%, 6 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$  із серії 2. Окрім цього, для цих зразків залежність  $M_{\text{eff}}(T)$  найбільш круто зростає зі зменшенням температури, що додатково можна вважати характерною ознакою підсилення міжшарового обміну.

Важливим параметром, що характеризує магнетну однорідність окремих складових у багатошарових структурах, який можна одержати з даних ФМР, є напівширина резонансної лінії [17, 24]. На рисунку 5 показано залежності напівширини ( $\Delta H_{pp}$ ) ФМР-лінії Ru в залежності від товщини (панель а) і концентрації (панель б) при вибраних температурах  $T = 150, 300, 400 \text{ К}$ . Усі зразки характеризуються відносно малою напівшириною лінії ( $\Delta H_{pp} \approx 50\text{--}70 \text{ Е}$ ), що вказує на гарну структурну однорідність шару Ru, і виготовлених гетероструктур в цілому [17]. Однак, в залежності від температури, товщини прошарку  $f$  і концентрації в ньому атомів Ni, спостерігаються певні відмінності у значеннях  $\Delta H_{pp}$ . Так,  $\Delta H_{pp}$  зростає з підвищенням температури для обох серій зразків (див. рис. 5). Збільшення  $\Delta H_{pp}$  за сталої температури спостерігається для зразків з більшою товщиною  $d$  прошарку  $\text{Ni}_{54}\text{Cu}_{46}$  (рис. 5, а). Для зразків  $F_1/f(x, 6 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$  серії 2, ширина  $\Delta H_{pp}$  зростає з підвищенням концентрації  $x$  атомів Ni в прошарку  $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$  (рис. 5, б).

Збільшення напівширини  $\Delta H_{pp}$  з підвищенням температури для лінії Ru (рис. 5) пов'язане з наближенням до магнетного фазового пе-

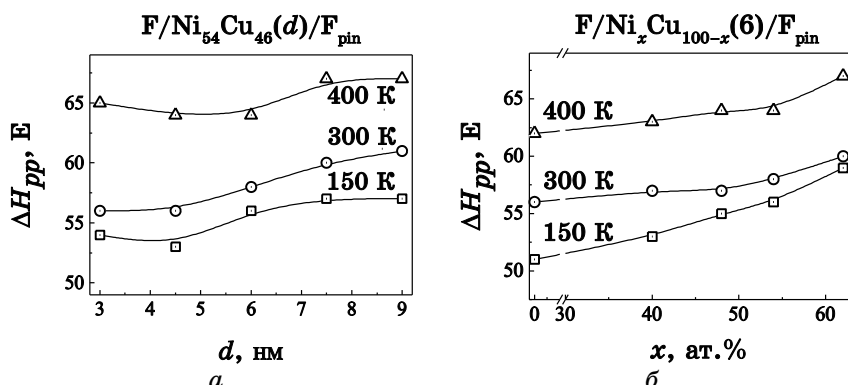


Рис. 5. Температурні залежності напівширини резонансної лінії Ru ( $\Delta H_{pp}$ ) в залежності від товщини прошарку  $f$  (а) і концентрації атомів Ni в ньому (б) при вибраних температурах  $T = 150, 300$  і  $400$  К.

реходу ( $T_{C,eff}^{Py} \approx 600$  К) [24]. Слід очікувати, що міжшарова обмінна взаємодія підсилює магнетну неоднорідність шару Ru за рахунок особливостей передачі обмінного зв'язку через слабомагнетний прошарок  $f$  [2, 8, 9, 11]. Така тенденція чітко спостерігається у поведінці  $\Delta H_{pp}$  в залежності від концентрації  $x$  атомів Ni в прошарку  $Ni_xCu_{100-x}$ . Різниця між напівшириною лінії Ru для  $F_1/f(0\%, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$ , в якому міжшаровий обмін відсутній, та значеннями  $\Delta H_{pp}$  для зразка  $F_1/f(62\%, 6 \text{ нм})/F_{2pin}$  серії 2, якому характерний найбільший ступінь обмінної взаємодії, складає близько 5 Е для усіх температур (рис. 5, б). Залежність  $\Delta H_{pp}$  ( $x\%$  ат. Ni) найбільш стрімко зростає при температурі вимірювань 150 К, що пов'язано з підвищенням міжшарового обміну за рахунок переходу слабомагнетного прошарку  $f$  у феромагнетний стан [1, 2]. Однак, описана тенденція щодо зростання  $\Delta H_{pp}$  з підвищенням міжшарового обміну за рахунок більшої концентрації  $x$  атомів Ni у прошарку  $Ni_xCu_{100-x}$ , протилежна для залежності  $\Delta H_{pp}(d)$  для серії зразків 1 (рис. 5, а). При всіх температурах напівширина лінії Ru має більші значення для зразків з більшою товщиною прошарку  $f$ , тобто з найменшим міжшаровим обміном. Таку розбіжність у поведінці  $\Delta H_{pp}$  для двох серій зразків слід віднести до особливостей механізму обмінної взаємодії між шарами  $F_1$  і  $F_{2pin}$ , який залежить як від товщини слабомагнетного прошарку  $f$ , так і концентрації атомів Ni в останньому [2].

#### 4. ВИСНОВКИ

В ході проведених ФМР-досліджень серії багатшарових структур  $F_1/f(x, d)/F_{2pin}$  охарактеризовано залежності резонансних параметрів шарів від температури, товщини прошарку  $f(d)$  і концентрації

атомів Ni ( $x$ ) в ньому. На ФМР-спектрах виявлено два резонансні сигнали і показано, що вони відповідають феромагнетним шарам  $F_1$  (Ru) і  $F_{2\text{pin}}$  ( $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ ). Виявлено, що кутові і температурні залежності резонансного поля шару Ru для структур з різним  $x$  і  $d$  відрізняються від таких для структури, що характеризується відсутністю міжшарової обмінної взаємодії ( $x = 0\%$ ). Ця відмінність зростає із зменшенням товщини шару  $f$  і збільшенням в ньому концентрації Ni, що вказує на прояв прямої обмінної взаємодії між шарами  $F_1$  і  $F_{2\text{pin}}$ . Подібна тенденція до підсилення міжшарового обміну спостерігається також у збільшенні ефективної намагнетованості шару Ru ( $M_{\text{eff1}}$ ), вирахованої з ФМР-даних.

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. A. F. Kravets et al., *Phys. Rev. B*, **86**: 214413 (2012).
2. A. F. Kravets et al., *Phys. Rev. B*, **90**: 104427 (2014).
3. *Ultrathin Magnetic Structures III. Fundamentals of Nanomagnetism* (Eds. J. A. C. Bland and B. Heinrich) (Berlin–Heidelberg: Springer: 2005).
4. В. Ф. Мещеряков, *Письма в ЖЭТФ*, **76**: 836 (2002).
5. L. C. C. M. Nagamine, J. Geshev, T. Menegotto, A. A. R. Fernandes, A. Biondo, and E. B. Saitovitch, *J. Magn. Magn. Mater.*, **288**: 205 (2005).
6. S. Kazan, A. Cemil Başaran, B. Aktaş, M. Özdemir, and Y. Öner, *Phys. B*, **403**: 1117 (2008).
7. S. Andersson and V. Korenivski, *IEEE Trans. Magn.*, **46**: 2140 (2010).
8. S. Andersson and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.*, **107**: 09D711 (2010).
9. A. M. Kadigrobov, S. Andersson, D. Radić, R. I. Shekhter, M. Jonson, and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.*, **107**: 123706 (2010).
10. A. F. Kravets, A. N. Timoshevskii, B. Z. Yanchitsky, O. Yu. Salyuk, S. O. Yablonovskii, S. Andersson, and V. Korenivski, *J. Magn. Magn. Mater.*, **324**: 2131 (2012).
11. А. Ф. Кравец, А. И. Товстолыткин, И. М. Козак, Ю. О. Тихоненко, Ю. А. Савина, В. А. Пащенко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, № 12: 1675 (2013).
12. A. F. Kravets, A. N. Timoshevskii, B. Z. Yanchitsky, M. A. Bergmann, J. Buhler, S. Andersson, and V. Korenivski, *Phys. Rev. B*, **86**: 214413 (2012).
13. A. M. Kadigrobov, S. Andersson, D. Radić, R. I. Shekhter, M. Jonson, and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.*, **107**: 123706 (2010).
14. A. M. Kadigrobov, S. Andersson, Hee Chul Park, D. Radić, R. I. Shekhter, M. Jonson, and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.*, **111**: 044315 (2012).
15. D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.*, **62**: 3047 (1987).
16. R. Topkaya, M. Erkoşan, A. Öztürk, O. Öztürk, B. Aktaş et al., *J. Appl. Phys.*, **108**: 023910 (2010).
17. M. Farle, *Rep. Prog. Phys.*, **61**, No. 7: 755 (1998).
18. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнс, Д. И. Холин, В. Ф. Мещеряков, М. А. Миляев, Л. И. Ромашев, В. В. Устинов, *Письма в ЖЭТФ*, **67**: 690 (1998).
19. А. И. Спольник, А. С. Абызов, И. В. Волчок, М. А. Чегорян, *Доповіди НАН України*, **11**: 78 (2009).
20. H. R. Zhai, X. B. Zhu, M. Lu, Q. S. Bie, Y. B. Xu, Y. Zhai, Q. Y. Jin, M. Jimbo, and S. Tsunashimad, *J. Magn. Magn. Mater.*, **140–144**: 525 (1995).

21. Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, and K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett.*, **73**: 336 (1994).
22. J. Dubowik, F. Stobiecki, and T. Lucin'ski, *Phys. Rev. B*, **57**: 5955 (1998).
23. Д. М. Полищук, А. И. Товстолыткин, S. K. Arora, B. J. O'Dowd, and I. V. Shvets, *Физика низких температур*, **40**, № 2: 211 (2014).
24. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (Boca Raton, FL: CRC Press: 1996).
25. A. I. Tovstolytkin, V. V. Dzyublyuk, and D. I. Podyalovskii, *Phys. Rev. B*, **83**: 184404 (2011).
26. Y. Lamy and B. Viala, *J. Appl. Phys.*, **97**: 10F910 (2005).
27. R. H. Nelson, *J. Appl. Phys.*, **35**: 808 (1964).
28. M. Erkovan, S. T. Öztürk, R. Topkaya, M. Özdemir, B. Aktaş et al., *J. Appl. Phys.*, **110**: 023908 (2011).
29. J. Lindner, E. Kosubek, P. Pouloupoulos, K. Baberschke, and B. Heinrich, *J. Magn. Magn. Mater.*, **240**: 220 (2002).
30. J. Dubowik and F. Stobiecki, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242–245**: 538 (2002).
31. J. Lindner and K. Baberschke, *J. Phys.: Condens. Matter*, **15**: R193 (2003).
32. Е. Ю. Семук, В. Н. Бержанский, А. Р. Прокопов, В. О. Голуб, *Ученые записки Таврического национального университета им. В. И. Вернадского. Серия «Физика»*, **21**: 166 (2008).
33. A. F. Kravets et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **324**: 2131 (2012).
34. D. J. Chakrabarti, D. E. Laughlin, S. W. Chen, and Y. A. Chang, *Phase Diagrams of Binary Copper Alloys* (Eds. P. Subramanian, D. Chakrabarti, and D. Laughlin) (Materials Park, OH: ASM International: 1994).
35. Е. С. Демидов, А. А. Ежевский, В. В. Карзанов, *Магнитные резонансы в твёрдых телах* (Нижний Новгород: Изд-во ННГУ: 2007).

## REFERENCES

1. A. F. Kravets et al., *Phys. Rev. B*, **86**: 214413 (2012).
2. A. F. Kravets et al., *Phys. Rev. B*, **90**: 104427 (2014).
3. *Ultrathin Magnetic Structures III. Fundamentals of Nanomagnetism* (Eds. J. A. C. Bland and B. Heinrich) (Berlin–Heidelberg: Springer: 2005).
4. V. F. Meshcheryakov, *JETP Letters*, **76**: 836 (2002) (in Russian).
5. L. C. C. M. Nagamine, J. Geshev, T. Menegotto, A. A. R. Fernandes, A. Biondo, and E. B. Saitovitch, *J. Magn. Magn. Mater.*, **288**: 205 (2005).
6. S. Kazan, A. Cemil Başaran, B. Aktaş, M. Özdemir, and Y. Öner, *Phys. B*, **403**: 1117 (2008).
7. S. Andersson and V. Korenivski, *IEEE Trans. Magn.*, **46**: 2140 (2010).
8. S. Andersson and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.*, **107**: 09D711 (2010).
9. A. M. Kadigrobov, S. Andersson, D. Radić, R. I. Shekhter, M. Jonson, and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.*, **107**: 123706 (2010).
10. A. F. Kravets, A. N. Timoshevskii, B. Z. Yanchitsky, O. Yu. Salyuk, S. O. Yablonovskii, S. Andersson, and V. Korenivski, *J. Magn. Magn. Mater.*, **324**: 2131 (2012).
11. A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin, I. M. Kozak, Yu. O. Tykhonenko, Yu. O. Savina, and V. A. Pashchenko, *Metallofizika i Noveishie Tekhnologii*, **35**, No. 12: 1675 (2013) (in Russian).
12. A. F. Kravets, A. N. Timoshevskii, B. Z. Yanchitsky, M. A. Bergmann, J. Buhler, S. Andersson, and V. Korenivski, *Phys. Rev. B*, **86**: 214413 (2012).
13. A. M. Kadigrobov, S. Andersson, D. Radić, R. I. Shekhter, M. Jonson, and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.*, **107**: 123706 (2010).
14. A. M. Kadigrobov, S. Andersson, Hee Chul Park, D. Radić, R. I. Shekhter,

- M. Jonson, and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.*, **111**: 044315 (2012).
15. D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.*, **62**: 3047 (1987).
  16. R. Topkaya, M. Erkovan, A. Öztürk, O. Öztürk, B. Aktaş et al., *J. Appl. Phys.*, **108**: 023910 (2010).
  17. M. Farle, *Rep. Prog. Phys.*, **61**, No. 7: 755 (1998).
  18. A. B. Drovosekov et al., *ZhETF Pis'ma*, **67**: 690 (1998) (in Russian).
  19. A. I. Spolnik et al., *Dopovidi NAN Ukrainy*, **11**: 78 (2009) (in Russian).
  20. H. R. Zhai, X. B. Zhu, M. Lu, Q. S. Bie, Y. B. Xu, Y. Zhai, Q. Y. Jin, M. Jimbo, and S. Tsunashimad, *J. Magn. Magn. Mater.*, **140–144**: 525 (1995).
  21. Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, and K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett.*, **73**: 336 (1994).
  22. J. Dubowik, F. Stobiecki, and T. Lucin'ski, *Phys. Rev. B*, **57**: 5955 (1998).
  23. D. M. Polishchuk et al., *Fizika Nizkikh Temperatur*, **40**, No. 2: 211 (2014) (in Russian).
  24. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (Boca Raton, FL: CRC Press: 1996).
  25. A. I. Tovstolytkin, V. V. Dzyublyuk, and D. I. Podyalovskii, *Phys. Rev. B*, **83**: 184404 (2011).
  26. Y. Lamy and B. Viala, *J. Appl. Phys.*, **97**: 10F910 (2005).
  27. R. H. Nelson, *J. Appl. Phys.*, **35**: 808 (1964).
  28. M. Erkovan, S. T. Öztürk, R. Topkaya, M. Özdemir, B. Aktaş et al., *J. Appl. Phys.*, **110**: 023908 (2011).
  29. J. Lindner, E. Kosubek, P. Poulopoulos, K. Baberschke, and B. Heinrich, *J. Magn. Magn. Mater.*, **240**: 220 (2002).
  30. J. Dubowik and F. Stobiecki, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242–245**: 538 (2002).
  31. J. Lindner and K. Baberschke, *J. Phys.: Condens. Matter*, **15**: R193 (2003).
  32. E. Yu. Semuk et al., *Uchyonyye Zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. Vernadskogo. Ser. Fizika*, **21**: 166 (2008) (in Russian).
  33. A. F. Kravets et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **324**: 2131 (2012).
  34. D. J. Chakrabarti, D. E. Laughlin, S. W. Chen, and Y. A. Chang, *Phase Diagrams of Binary Copper Alloys* (Eds. P. Subramanian, D. Chakrabarti, and D. Laughlin) (Materials Park, OH: ASM International: 1994).
  35. E. S. Demidov, A. A. Ezhevskiy, and V. V. Karzanov, *Magnitnyye Rezonansy v Tvyordykh Telakh [Magnetic Resonances in Solids]* (Nizhny Novgorod: NNGU: 2007) (in Russian).