

## Опосередкований вплив квантового розмірного ефекту в багатошарових наноплівках Co/Cu(111) на позовжній ефект Керра

І.М. Лукієнко<sup>1,\*</sup>, М.Ф. Харченко<sup>1</sup>, О.М. Стеценко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна Національної академії наук України, пр. Науки, 47, 61103 Харків, Україна

<sup>2</sup> Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут», вул. Кирпичова, 2, 61002 Харків, Україна

(Одержано 14.08.2018; у відредагованій формі – 29.11.2018, опубліковано online 18.12.2018)

У роботі проаналізовано залежності кута обертання Керра від напруженості магнітного поля  $\theta(H)$  в багатошарових наноплівках [Co (0.8 nm)/Cu (111)]<sub>20</sub> з різною товщиною мідних шарів з врахуванням наявності суперпарамагнітних кластерів із атомів кобальту в плівках. Величини магнітних моментів суперпарамагнітних частинок визначали шляхом апроксимації залежностей  $\theta(H)$  за допомогою функції Ланжевена з використанням логнормального розподілу магнітних моментів кластерів. Встановлено, що розміри цих кластерів зменшуються в плівках, де є антиферомагнітні обмінні зв'язки між шарами кобальту. Показано, що зменшення розмірів суперпарамагнітних кластерів супроводжується збільшенням їх загального об'єму в шарах кобальту. Зроблено висновок, що виявлені закономірності спричинені впливом перерозподілу електронної густини в мідних шарах під впливом електронного квантового просторового ефекту в процесі виготовлення плівки.

**Ключові слова:** Багатошарові наноплівки Co/Cu, Магнітооптичний ефект Керра, Суперпарамагнітні кластери, Квантовий просторовий ефект.

DOI: [10.21272/jnep.10\(6\).06041](https://doi.org/10.21272/jnep.10(6).06041)

PACS numbers: 78.67.Pt, 61.46. – w,  
78.67.Bf, 73.21. – b

### 1. ВСТУП

Нанорозмірні металічні наноплівки, які широко використовуються в різних галузях сучасних інформаційних і сенсорних технологій, і сьогодні продовжують бути актуальними матеріалами для наукових досліджень [1]. Серед плівок феромагнітний / нормальний метал (ФМ/НМ) добре відомі своїми магніторезистивними властивостями багатошарові наноплівки Co/Cu. Гігантський магніторезистивний (ГМР) ефект в цих плівках досягає 65 % при кімнатних температурах і 85 % при низьких [2]. ГМР ефект в них суттєво залежить від структури інтерфейсу між шарами металів кобальту та міді [3]. Зв'язок між умовами росту плівок і структурами сформованих шарів та інтерфейсів складний і далеко не повністю з'ясований. В ранніх роботах зроблено висновки про пошаровий ріст Co на Cu(111) [4]. В той же час є чимало робіт, в яких повідомляється про створення 3-D островків кобальту на поверхні міді [5, 6], які на початковій стадії росту були плоскими одношаровими. А в деяких роботах виявлено присутність атомів Cu на поверхні таких островків кобальту [6, 7]. Не зважаючи на взаємну нерозчинність кобальту та міді в масивних зразках при кімнатних температурах відомо, що у випадку пошарового росту, атоми Cu за певних умов здатні дифундувати на поверхню шару Co [8] Дифузія атомів міді, яка залежить від температури підкладки і швидкості осадження [8], призводить до утворення інтерфейсів у вигляді суміші Co і Cu, і до появи пор. В нашій попередній роботі [9] повідомлялося про специфічні особливості магніторезистивних властивостей багатошарових наноплівок [Co/Cu(111)]<sub>20</sub>, виготовлених методом магнетронного розпилення. ГМР ефект в

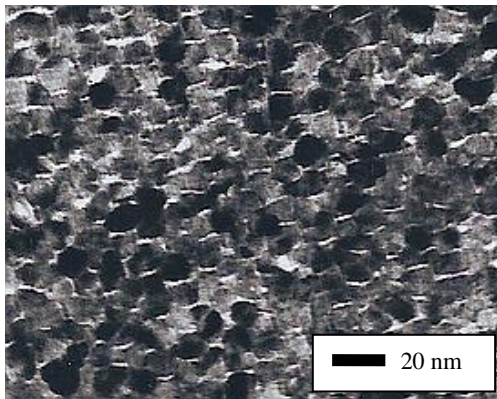
них повністю визначався розсіюванням електронів провідності на суперпарамагнітних (СПМ) кластерах з атомів кобальту, але розміри кластерів залежали від товщини шарів міді, причому, – немонотонно. В магнітооптичному ефекті Керра, на відміну від магніторезистивних властивостей, внески від СПМ і ФМ підсистем шарів кобальту мають бути пропорційними об'ємам цих підсистем і можуть бути зіставними. Тому можна очікувати, що вивчення поведінки магнітооптичного ефекту Керра в магнітному полі дасть додаткову інформацію про структуру шарів кобальту в плівках Co/Cu. Представлені в роботі результати свідчать про наявність опосередкованого впливу квантового розмірного ефекту на кластерну структуру шарів кобальту.

### 2. ЗРАЗКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ УМОВИ

Досліджували набір багатошарових наноплівок [Co/Cu(*d*<sub>Cu</sub>)]<sub>20</sub>, що відрізнялися одна від одної товщиною мідних шарів. Плівки були отримані методом магнетронного розпилення у вакуумній установці із залишковим тиском 10<sup>-6</sup> Торр. Робочий тиск газу аргону при напыленні не перевищував 1.3·10<sup>-3</sup> Торр. Для того, щоб забезпечити однорідний ріст шарів, на підкладку із слюди (фторфлогопіт) спочатку конденсували підшар міді товщиною 5 нм. Швидкості осадження атомів кобальту і міді становили 0,045 і 0,058 нм/с, відповідно. Товщина шарів задавалася часом напылення. Калібровка швидкостей напылення плівок проводилася методом оптичної багатопробевої інтерферометрії. Згідно підрахунків, помилка визначення ефективної товщини шарів не перевищувала 2 %. Товщини мідних шарів, які у кожному із зразків були однаковими, в різних плів-

\* [lukijenko@ilt.kharkov.ua](mailto:lukijenko@ilt.kharkov.ua)

ках становили:  $d_{Cu} = 0,7; 0,9; 1,0; 1,1; 1,2; 1,35; 1,5; 1,7; 1,8; 1,9; \text{ і } 2,0$  нм. Зверху плівки покривалися захисним шаром міді товщиною 1,25 нм. Шари металів наростали одне на одному і створювали багатшарові зерна у вигляді стовпчиків з поперечними розмірами близько 8-10 нм (Рис. 1). Рентгеноструктурні дослідження показали, що в межах зерна в обох металах формувалась монокристалічна ГЦК структура з орієнтацією кристалографічних площин (111) Co і Cu паралельно площині підкладки [10].



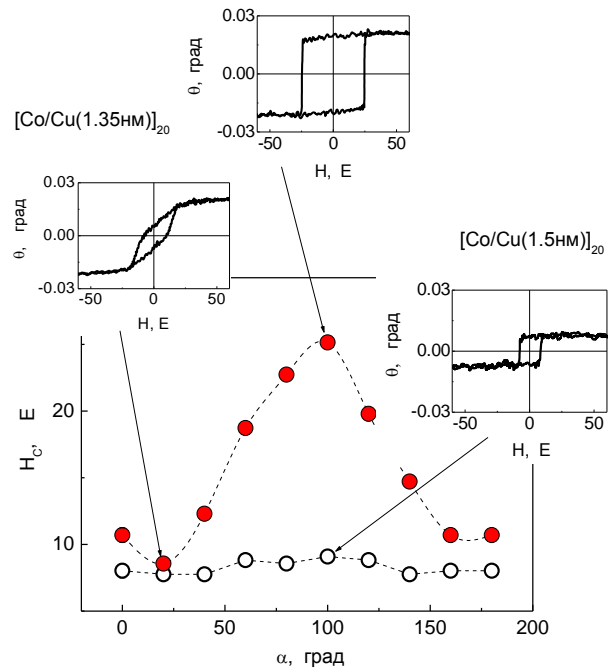
**Рис. 1** – Зображення плівки  $[Co/Cu]_{20}$  з товщиною шарів міді  $d_{Cu} = 1$  нм, отримане в електронному мікроскопі на проходження

Дослідження магнітооптичного ефекту Керра плівок проводили у поздовжній геометрії вимірів. Вектор напруженості магнітного поля лежав у площині плівки і в площині падіння світла. Вимірювався кут повороту осі еліпса поляризації відбитого від зразка світла  $\theta$  при різній напруженості магнітного поля. Джерелом світла був He-Ne лазер з довжиною хвилі випромінювання 632,8 нм. Кут падіння світла на зразок був близьким до  $54^\circ$ . Вектор напруженості електричного поля падаючої світлової хвилі був перпендикулярним до площини падіння світла. Всі виміри проводили з використанням магнітооптичного модулятора площини поляризації світла. Робочим елементом модулятора була плівка Ві-заміщеного ітрій-залізного гранату (Vi-YIG). У всіх експериментах температура зразка була кімнатною.

### 3. РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ

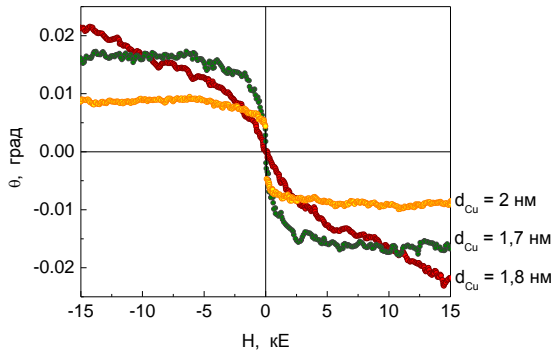
Ефективна магнітна анізотропія плівок Co/Cu(111) визначається магнето дипольною взаємодією і забезпечує анізотропію типу «легка площина». Зумовлене нею поле коерцитивності, найбільше для плівки з  $d_{Cu} = 1.35$  нм, не перевищує  $30 E$ . Гістерезисні петлі, одержані для плівок із товщиною шарів міді  $d_{Cu} = 1.35$  нм і 1,5 нм при різних напрямках поля, показані на Рис. 2.

На Рис. 3 приведені характерні залежності кутів обертання осі поляризації світла при поздовжньому ефекті Керра від магнітного поля. Форма залежностей визначається процесами намагнічування пліочки. Беручи до уваги зернисту структуру плівок, можливість існування обмінних зв'язків між шарами кобальту завдяки створенню різного роду мостиків між сусідніми зернами і «магнітних закороток» між



**Рис. 2** – Залежності величин коерцитивного поля для плівок із товщиною шарів міді  $d_{Cu} = 1.35$  нм (кільорові точки) і 1,5 нм (світлі точки) від орієнтації магнітного поля в площині плівки. На вставках показано відповідні гістерезисні петлі

шарами одного і того ж зерна та можливість подрібнення шарів на магнітні кластери, можна очікувати, що залежність магнето-оптичних ефектів від величини магнітного поля має визначатись намагніченістю феромагнітних блоків – обмінно зв'язаних між собою шарів зерен і намагніченістю суперпарамагнітних кластерів. Помітний внесок в залежність намагніченості від поля можуть також давати різного виду дефекти. Відомо, що магнітооптичні константи композитивних систем залежать від геометричних параметрів їх складових [11]. Тому зв'язок між намагніченістю і кутом Керрового обертання може бути різним навіть для багатшарових плівок з ідеальними інтерфейсами. Більше того, ми не можемо вважати, що коефіцієнти пропорційності між кутом Керрового обертання і намагніченістю ФМ блоків і СПМ кластерів однакові для всіх блоків і кластерів навіть для однієї і тієї ж плівки. Проте, як грубе наближення, ми допускаємо, що коефіцієнти пропорційності між величинами кутів обертання Керра і намагніченістю СПМ кластерів різних розмірів в одній і тій же плівці однакові. Для визначення долей ФМ блоків і СПМ кластерів необхідно визначити величини кута Керрового обертання при магнітному насиченні плівок. Як можна бачити з Рис. 3, величина доступної в експериментах напруженості магнітного поля  $18$  кЕ не завжди достатня для досягнення магнітного насичення плівок навіть в полі, що лежить в площині плівки. Для деяких плівок близький до насичення стан досягається в полях поблизу  $5$  кЕ, а для деяких магнітний стан є далеким від насичення навіть в полі  $18$  кЕ, і значення кутів Керрового обертання цих плівок в насиченні можна було одержати тільки шляхом екстраполяцій.



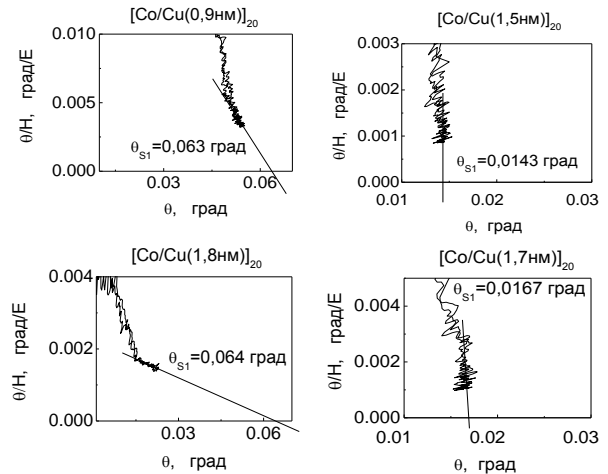
**Рис. 3** – Характерні залежності величини поздовжнього ефекту Керра в багатошарових плівках [Co/Cu]<sub>20</sub> з однаковою товщиною шарів кобальту ( $d_{Co} = 0,8$  нм) і різною для різних плівок товщиною шарів міді

При наближенні до насичення масивних ФМ матеріалів на залежність  $M(H)$  суттєво впливає локальна ефективна магнітна анізотропія в околі кристалічних дефектів. Перехід до магнітно-насиченого стану описується ступеневою залежністю  $M_s - M \sim \sum_n \alpha_n / H^{n/2}$ , де параметр  $n$  має значення 1, 2, 3 чи 4 в залежності від виду кристалічних дефектів [12]. В нашому випадку похибки вимірів не дозволяли віддати перевагу тим або іншим видам дефектів, і величини кутів Керрового обертання в насиченні визначались шляхом екстраполяції до нуля залежності

$$\theta(H_i) / H_i = A(\theta_s - \theta(H_i)),$$

що використовувалась при визначенні намагніченості насичення полікристалічних феромагнетиків, та виходячи з припущення, що технічне намагнічування ФМ блоків завершується в полях до 5-10 кЕ, як це спостерігається в деяких плівках, а подальші зміни намагніченості спричинені переважно намагнічуванням СПМ утворень і описуються функцією Ланжевена. Тут  $H_i = H - NM$  – внутрішнє поле. Поздовжня геометрія вимірів ефекту Керра передбачає орієнтацію магнітного поля в площині плівки. Беручи до уваги плоску геометрію зразка і мале значення відношення товщини магнітних шарів зерен до їх розмірів у площині (менше за 0,1), коефіцієнт розмагнічування  $N$  вважався близьким до нуля, тому внутрішнє поле бралось як  $H_i = H$ .

На Рис. 4 приведені характерні для досліджуваних плівок залежності  $f(\theta) = \theta(H)/H$ . Близькі до вертикальних ділянки на залежностях  $f(\theta)$  для плівок з  $d_{Cu} = 1,5$  і  $1,7$  нм є характерними для ФМ поведінки. На інших залежностях в меншій ( $d_{Cu} = 0,9$  нм), або більшій ( $d_{Cu} = 1,8$  нм) мірі видно нахилені лінійні ділянки, що появляються при збільшенні поля. Вони відповідають процесам намагнічування СПМ утворень. Ефект Керра в насиченні  $\theta_{s1}$  для всіх плівок визначався шляхом лінійної екстраполяції залежностей  $f(\theta) = (\theta_{FM} + \theta_{SPM})/H$  до нуля. Зауважимо, що похибка визначення  $\theta_{s1}$ , для плівки з  $d_{Co} = 1,8$  нм, коли внесок ФМ підсистеми значно менший за внесок СПМ підсистеми в насиченні, може досягати 20%. Одержані величини  $\theta_{s1}$  відкладено на Рис. 5 в залежності від товщини мідних шарів в плівках.



**Рис. 4** – Визначення кутів Керрового обертання в насиченні для деяких плівок шляхом лінійної екстраполяції залежності  $\theta(H)/H$  як функції  $\theta(H)$  до значення  $\theta/H = 0$

На цьому ж рисунку відкладено і значення  $\theta_{s2}$ , що були одержані з припущення, що кут обертання Керра в насиченні складається з внесків намагнічених до насичення ФМ блоків і СПМ кластерів,  $\theta_{S2} = \theta_{FM}^s + \theta_{SPM}^s$ . Допускалось, що зміни ефекту Керра в полях до 5-6 кЕ визначаються намагнічуванням ФМ блоків і СПМ кластерів, а в більших – намагнічуванням лише СПМ кластерів. Для визначення параметрів СПМ утворень і їх внесків у величину ефекта Керра при насиченні залежності  $\theta_{SPM}(H)$  апроксимувались функціями Ланжевена з використанням логнормального розподілу

$$f(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma\mu}} \exp\left(-\frac{\ln(\frac{\mu}{\mu_0})^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

яким зазвичай користуються при описі властивостей гранульованих плівок, гранули яких відрізняються величиною магнітних моментів  $\mu$  [13, 14]. Параметри  $\mu_0$  і  $\sigma$  задають форму функції розподілу і її значення в максимумі. Сумарну намагніченість всіх СПМ кластерів можна записати у вигляді:

$$M_{SPM}(H) = \frac{1}{V} \int_0^\infty \mu L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) f(\mu) d\mu, \quad (2)$$

де  $L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right)$  – функція Ланжевена,  $V$  – сумарний об'єм

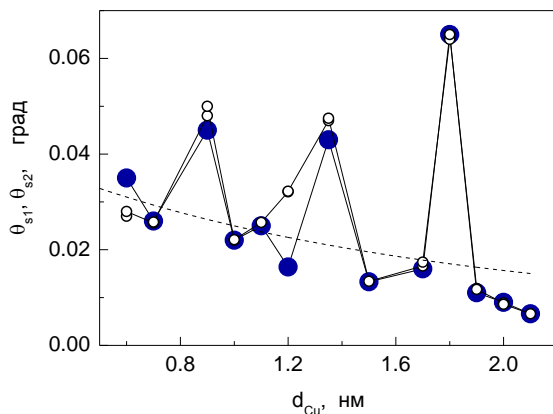
СПМ кластерів. Взаємодія між кластерами не враховувалась.

В такому випадку вираз для опису залежностей  $\theta(H)$  матиме наступний вигляд:

$$\theta(H)_{H>H^*} = \theta_{FM}^s + \theta_{SPM}^s \int_0^\infty L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma\mu}} \exp\left(-\frac{\ln(\frac{\mu}{\mu_0})^2}{2\sigma^2}\right) d\mu \quad (3)$$

Значення параметра  $\theta_{FM}^s$ , який характеризує внесок в ефект Керра від ФМ підсистеми в високих полях  $H > H^*$  підбирався вручну, а  $\theta_{SPM}^s$ ,  $\mu_0$  і  $\sigma$  – визначались автоматично.

Як можна бачити з Рис. 5, отримані двома способами значення ефекту Керра в стані магнітного насичення  $\theta_{s1}$  і  $\theta_{s1}$  залежать від товщини шарів міді немонотонно. Видно три виразних сплески  $\theta_{s1}$  і  $\theta_{s1}$  при  $d_{Cu} = 0,9; 1,35$  та  $1.8$  нм. Враховуючи ту обставину, що товщини шарів кобальту у всіх плівках мають бути однаковими, пояснити існування цих сплесків можна тільки змінами магнетооптичних коефіцієнтів. В рамках моделей ефективного діелектричного тензора магнетооптичні сталі багатшарових гетеромагнітних структур ФМ/НМ залежать від товщини ФМ і НМ шарів, але ця залежність монотонна [15, 16]. На Рис. 5 пунктиром показана розрахована залежність, яка була одержана в наближенні ультра тонких магнітних шарів, а значення оптичних коефіцієнтів  $Co$  і  $Cu$  були взяті як для об'ємних металів [15, 16]. Вона добре узгоджується із спостереженою загальною тенденцією поведінки ефекту Керра в насиченні. Сплески можуть бути пояснені тільки сильними змінами магнетооптичних коефіцієнтів плівок з  $d_{Cu} = 0,9, 1.35$  і  $1.8$  нм.



**Рис. 5** – Кути Кероного обертання в насиченні для всіх досліджуваних плівок. Світлими точками показано значення  $\theta_{s1}$ , одержані шляхом екстраполяції залежностей  $f(\theta) = \theta(H)/H$  до нуля. Темні точки – значення  $\theta_{s2} = \theta_{FM}^s + \theta_{SPM}^s$ , одержані з апроксимації виразом (3). Розрахункова пунктирна крива була одержана в наближенні ультратонких магнітних шарів [15, 16], де оптичні константи  $Co$  і  $Cu$  було взято як для масивних металів

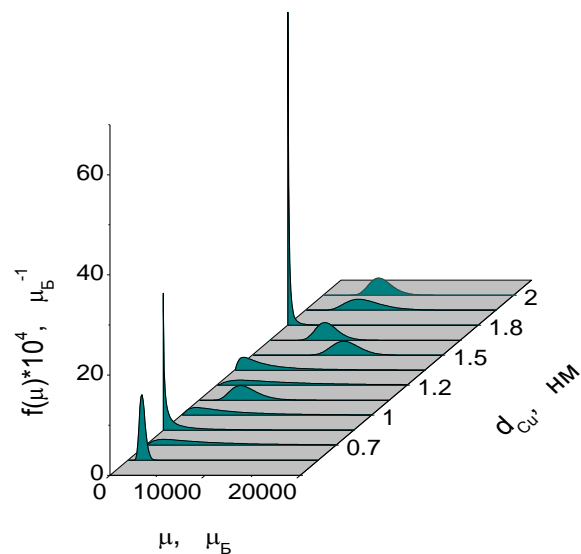
На рис. 6 показано логнормальні функції розподілу  $f(\mu)$  СПМ кластерів за розміром магнітних моментів для всіх плівок, отримані при апроксимації залежностей  $\theta(H)$  виразом (3). Видно, що  $f(\mu)$  для плівок з товщиною шарів міді  $d_{Cu} = 0,9$  і  $1,8$  нм суттєво вирізняються серед інших гострими максимумами, які зсунуті по осі магнітних моментів у бік значень, менших за  $500$   $\mu_B$ .

На Рис 7 заповненими кружками показано величини одержаних середніх зважених магнітних моментів СПМ кластерів

$$\bar{\mu} = \mu_0 \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right)$$

в залежності від товщини мідних шарів  $d_{Cu}$  плівок. Видно, що зважені середні магнітні моменти кластерів для плівок з  $d_{Cu} = 0.9$  нм і  $1.8$  нм значно менші ніж в інших плівках. Схожу закономірність спостері-

гали раніше при дослідженнях ГМР ефекту [9]. На рисунку незаповненими квадратами і трикутниками показано середні гармонійно зважені значення моментів СПМ кластерів  $\langle \mu \rangle$ , отриманих з польових залежностей величини ГМР ефекту в плівках шляхом їх апроксимації з використанням однієї (1) та двох (2) функцій Ланжевена [9]. Відмінність між середніми зваженими магнітними моментами кластерів, отриманих з ГМР та Керра ефектів, зумовлена різною чутливістю цих ефектів до розмірів кластерів кобальту [17, 16]. Найбільше значення середнього магнітного моменту  $\bar{\mu} = 8400$   $\mu_B$ , отриманого з ефекту Керра для плівки з товщиною шарів міді  $d_{Cu} = 1.5$  нм, знаходиться в межах максимально можливих значень (6000-10000  $\mu_B$ ) для одного шару кобальту в багатшаровому зерні. Це свідчить про існування в плівках помітної кількості таких шарів кобальту, які не зв'язані між собою ФМ перетинками.



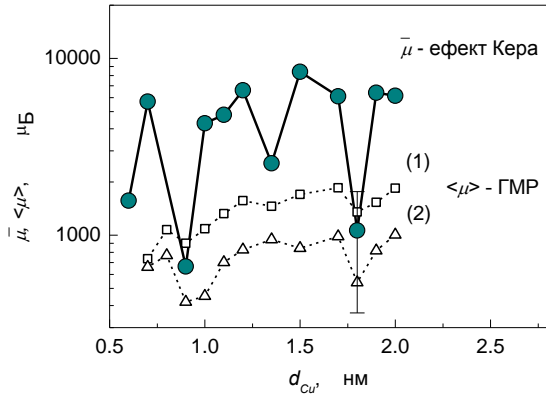
**Рис. 6** – Логнормальні розподіли СПМ кластерів за величиною їх магнітних моментів, які було отримано для плівок  $[Co/Cu]_{20}$  при апроксимації їх залежностей  $\theta(H)$  виразом (3). Параметри підбору цих функцій розподілу відповідають кривим апроксимацій, які описують експериментальні точки в найкращий спосіб з пріоритетом в області сильних магнітних полів

Зменшення розмірів СПМ кластерів кобальту досліджуваних плівок супроводжується збільшенням їх сумарного об'єму та зменшенням об'єму феромагнітної підсистеми. Про це свідчать зміни відносного внеску СПМ кластерів в Кероный кут обертання при їх магнітному насиченні  $\theta_{SPM}^s / \theta_s$ , де  $\theta_s = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$ , при

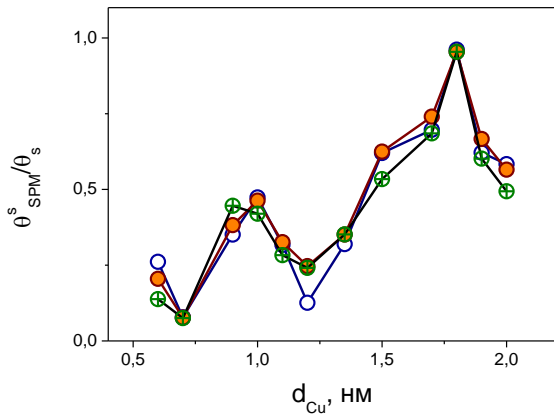
зміні товщин шарів міді на Рис. 8. Ця залежність відповідає залежності відносного об'єму СПМ утворень в тій мірі, в якій коефіцієнти пропорційності між намагніченістю і величиною ефекту Керра залишаються незмінними для ФМ блоків і СПМ частинок в одній і тій же плівці.

Особливість суперпарамагнітних властивостей досліджуваної  $[Co/Cu(111)]_{20}$  системи полягає у виявленні закономірних змін об'єму СПМ підсистеми та величин моментів СПМ кластерів при зміні товщини



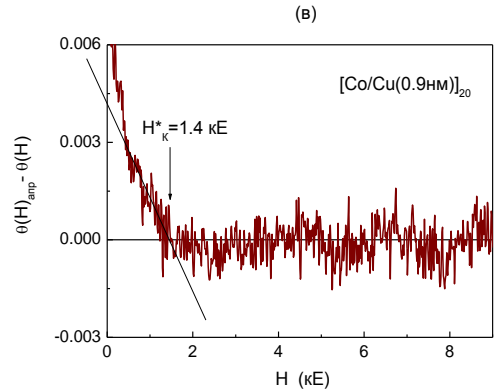
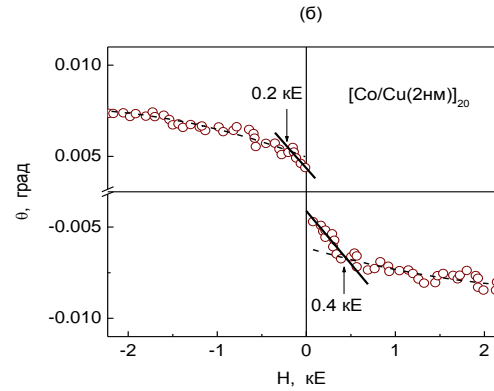
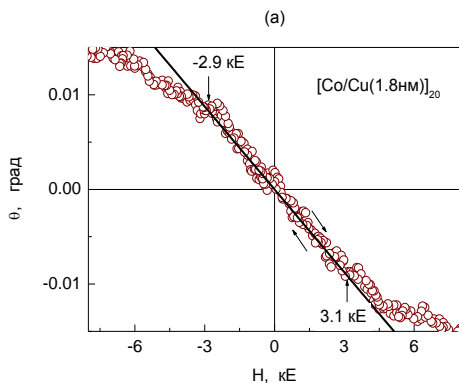


**Рис. 7** – Залежність усереднених магнітних моментів СПМ кластерів у плівках [Co/Cu]<sub>20</sub> в залежності від товщин шарів міді. Тут  $\overline{\mu}$  (темні точки) – отримані з апроксимації експериментальних залежностей  $\theta(H)$  виразом (3). Світлі квадрати та трикутники – середні гармонійно зважені значення моментів СПМ кластерів,  $\langle \mu \rangle$ , що отримані з польових залежностей ГМР ефекту при апроксимації їх однією (1) та двома (2) функціями Ланжевена, відповідно [9].



**Рис. 8** – Відносні внески СПМ утворень в загальну величину ефекту Керра у плівках [Co/Cu(111)]<sub>20</sub> в залежності від товщин шарів міді в них. Різні набори експериментальних точок відповідають різним апроксимаціям залежностей при визначенні величин Керрових кутів обертання СПМ підсистемами плівок

шарів міді в плівках. Спостерігається зменшення магнітних моментів, а значить і розмірів СПМ кластерів, у плівках з тими товщинами шарів міді (а саме 0,9 і 1,8 нм), при яких має існувати антиферомагнітний обмінний зв'язок між шарами кобальту, що



**Рис. 9** – Існування лінійних ділянок на залежностях  $\theta(H)$  для плівок Co/Cu(111)

здійснюється електронами провідності міді [18]. В цих же плівках спостерігається і збільшення всього об'єму СПМ утворень (Рис. 8). Підтвердженням існування обмінного зв'язку між ФМ шарами може бути лінійне з полем наростання кута Керрового обертання, спричинене розворотом магнітних моментів зв'язаних АФМ обмінною взаємодією ФМ шарів в «спін-флоу» стані. Слід зауважити, що лінійну залежність можуть дати і дефектні ділянки, в яких легкі осі локальної анізотропії перпендикулярні до напрямку магнітного поля.

Лінійне по полю наростання Керрового кута можна бачити майже для всіх плівок (Рис. 9 (а, б)) Такі ділянки також добре виявляються, якщо брати різницю між апроксимаційними залежностями  $\theta(H)_{appr}$  та експериментальними значеннями  $\theta(H)$ . На Рис. 9 (в) показано, як приклад, залежності величини цієї різниці  $\theta(H)_{appr} - \theta(H)$  від напруженості магнітного поля для плівки з товщиною шарів міді  $d_{Cu} = 0,9$  нм. В полях  $H < H^*$  в певних об'ємах зразків відбувається когерентний поворот магнітних моментів ФМ шарів до напрямку прикладеного поля. На Рис. 10 показані максимальні значення поля лінійного наростання ефекту Керра  $H^*$ , одержані різними способами та в різних ділянках зразків для всіх плівок в залежності від товщини шарів міді в них.

Добре виражені сплески поблизу  $d_{Cu} = 0.9$  і 1.8 нм підтверджують існування обмінної взаємодії між шарами кобальту, як це і очікувалось для плівок Co/Cu(111) при цих товщинах шарів міді. Ефективні поля взаємодії, згідно Рис. 10 мають складати близько  $H_{exch} = 1.5$  і 2.5 кОе, відповідно.

Таким чином, виявлено особливості структури

шарів кобальту в плівках Co/Cu(111), а саме: зменшені розміри СПМ кластерів і збільшений їх сумарний об'єм, спостерігаються в плівках, де існує обмінний зв'язок між сусідніми шарами кобальту. Обмінний зв'язок спричиняється ефектом просторового електронного квантування – перерозподілом електронної густини в шарах міді. Перерозподіл електронної густини створює зміни електростатичного поля поблизу поверхні шару міді, що змінює умови для формування на ній шару кобальту.

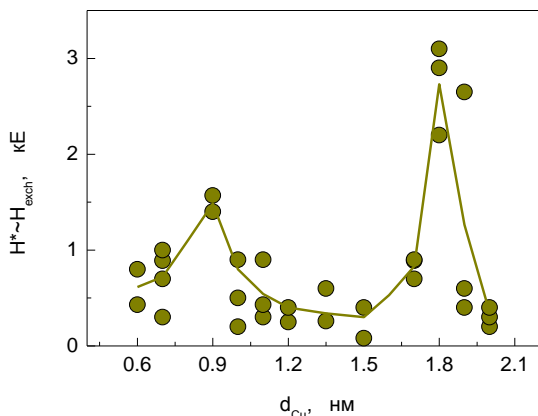


Рис. 10 – Залежність поля  $H^*$ , що близьке до поля обмінної взаємодії  $H_{exch}$  між шарами кобальту, від товщини шарів міді в плівках [Co/Cu(111)]<sub>20</sub>. Точки відповідають одержаним величинам  $H^*$  в різних ділянках досліджуваних плівок

Відомо, що подібні зміни електронної густини можуть призводити до зміни відстані між атомними шарами [19-21] і індукувати самоорганізацію ансамблів квантових дотів, впливати на структуру феромагнітних кластерів на поверхні нормального металу [22, 23]. Імовірно, що в досліджуваних плівках [Co/Cu(111)]<sub>20</sub> такі механізми, а також зміна умов для поверхневої дифузії іонів міді і спричиняють збільшення кількості більш дрібних СПМ кластерів в шарах кобальту.

#### 4. ВИСНОВКИ

Таким чином, результати, отримані з досліджень поздовжнього ефекту Керра в багатошарових наноплівках [Co/Cu(111)]<sub>20</sub> дозволяють зробити висновок, що в плівках, в яких товщини мідних шарів забезпечують АФМ обмінний зв'язок між ФМ шарами кобальту через електрони провідності міді, сумарний об'єм СПМ утворень більший, а їх розміри менші в порівнянні з іншими плівками з близькими товщинами шарів міді. Виявлені особливості можуть бути зумовленими впливом ефекту просторового квантування електронної густини в шарах міді на формування певних структур ФМ шарів в процесі їх створення при магнетронному напыленні.

### Mediate Influence of the Quantum Size Effect in Multilayered Co / Cu (111) Nanofilms on the Longitudinal Kerr Effect

I.M. Lukienko<sup>1</sup>, M.F. Kharchenko<sup>1</sup>, O.M. Stetsenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup> B.Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, 47, Nauky Ave., 61103 Kharkiv, Ukraine

<sup>2</sup> National Technical University "Kharkov Polytechnical Institute", 2, Kyrpychov Str., 61002 Kharkiv, Ukraine

In the work, dependences of the Kerr rotation angles on magnetic field strength  $\theta(H)$  at the longitudinal Kerr effect in multilayer nano films [Co (0.8 nm) / Cu (111)]<sub>20</sub> with different thickness of copper layers were analyzed with taking into account presence of superparamagnetic cobalt atoms clusters in the films. Magnetic moments of superparamagnetic particles were determined from approximation of  $\theta(H)$  dependencies by Langevin functions with taking into account Log-normal distributions for magnetic moments of SPM clusters. It is found that sizes of superparamagnetic clusters are reduced in the films where there are antiferromagnetic exchange bonds between layers of cobalt. It is shown that reduction of superparamagnetic cluster sizes is accompanied with increase of their total volume in cobalt layers. It is concluded that the regularities are caused by influence of electron density redistribution in the copper layers under action of the electron quantum size effect in the process of films producing.

**Keywords:** Multilayered Co/Cu nanofilms, Magneto-optical Kerr effect, Superparamagnetic clusters, Quantum size effect.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. C. Rizal, B. Moa, B.B. Niraula, *Magnetochemistry* **2**, 22 (2016).
2. R. Loloee, P.A. Schroeder, W.P. Pratt Jr., J. Bass, A. Fert, *Physica B* **204**, 274 (1995).
3. P. Zahn, I. Mertig, *Phys. Rev. B* **63**, 104412 (2001).
4. Q. Chen, M. Onellion, A. Wall, *Thin Solid Films* **196**, 103 (1991).
5. N.N. Negulyaev, V.S. Stepanyuk, P. Bruno, L. Diekhöner, P. Wahl, K. Kern, *Phys. Rev. B* **77**, 125437 (2008).
6. O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode, R. Wiesendanger, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 057202 (2004).
7. L. Gómez, C. Slutzky, J. Ferrón, J. de la Figuera, J. Camarero, A.L. Vázquez de Parga, J.J. de Miguel, R. Miranda, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4397 (2000).
8. D.P. Woodruff, *The chemical physics of solid surfaces 10. Surface alloys and alloy surfaces*. (Elsevier science B.V.: 2002).
9. I.N. Lukienko, N.F. Kharchenko, V.M. Khrustalev, V.N. Savytskiy, A.V. Fedorchenko, V.A. Desnenko,

- A.N. Stetsenko, V.V. Zorchenko, *Low Temp. Phys.* **38**, 848 (2012).
10. V.V. Zorchenko, A.N. Stezenko, A.G. Anders, K.V. Kutko, *Low Temp. Phys.* **31**, 505 (2005).
11. V. Polyakov, K. Polyakova, V. Seredkin, G. Bondarenko, S. Zharkov, *Mathematics & Physics* **3**, 111 (2010).
12. A.A. Ivanov, V.A. Orlov, G.O. Patrushev, *PMM* **106**, 485 (2006).
13. J. Neugebauer, M. Scheffler, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 577 (1993).
14. S. Oppo, V. Fiorentini, M. Scheffler, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2437 (1993).
15. I.M. Lukienko, M.F. Kharchenko, V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko, *Functional Mater.* **15**, 56 (2008).
16. J. Hamrle, J. Ferre, M. Nyvlt, S. Visnovsky. *Phys. Rev B* **66**, 224423 (2002).
17. S. Blügel, *Appl. Phys. A* **63**, 595 (1996).
18. Zh. Zhang, Q. Niu, Ch.-K. Shih, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5381 (1998).
19. P. Czoschke, H. Hong, L. Basile, T.-C. Chiang, *Phys. Rev. B* **72**, 035305 (2005).
20. Y. Jiang, K. Wu, Zh. Tang, Ph. Ebert, E.G. Wang, *Phys. Rev. B* **76**, 035409 (2007).
21. T.-C. Chiang, *Chinese J. Phys.* **43**, 154 (2005).
22. H. Hong, L. Basile, P. Czoschke, A. Gray, T.-C. Chiang, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 051911 (2007).
23. S. Pick, V.S. Stepanyuk, A.L. Klavsyuk, L. Niebergall, W. Hergert, J. Kirschner, P. Bruno, *Phys. Rev. B* **70**, 224419 (2004).