

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР  
імені Б.І. Веркіна**

**ЛУКІЄНКО Ірина Миколаївна**



УДК 537.622.4, 537.632.3

**ОСОБЛИВОСТІ МАГНЕТООПТИЧНИХ ЕФЕКТІВ КЕРА І ФАРАДЕЯ В  
БАГАТОШАРОВИХ НАНОПЛІВКАХ Co/Cu (111)**

01.04.11 – магнетизм

**Автореферат**

дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Харків – 2021



Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Фізико-технічному інституті низьких температур імені Б.І Веркіна НАН України, м. Харків.

**Науковий керівник:** академік НАН України,  
доктор фізико-математичних наук, професор,  
**Харченко Микола Федорович,**  
Фізико-технічний інститут низьких температур  
імені Б.І. Веркіна НАН України,  
головний науковий співробітник відділу магнетизму.

**Офіційні опоненти:** член-кореспондент НАН України,  
доктор фізико-математичних наук, професор,  
**Тарапов Сергій Іванович,**  
Інститут радіофізики та електроніки  
імені О.Я. Усикова НАН України,  
завідувач відділу радіоспектроскопії;

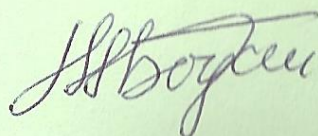
доктор фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник  
**Самофалов Володимир Миколайович,**  
Національний технічний університет «Харківський  
політехнічний інститут» МОН України,  
провідний науковий співробітник  
кафедри фізики металів та напівпровідників.

Захист відбудеться « 13 » квітня 2021 року о 15<sup>00</sup> годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.175.02 при Фізико-технічному інституті низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України за адресою: 61103, м. Харків, проспект Науки, 47.

З дисертацією можна ознайомитися у науковій бібліотеці Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України за адресою: 61103, м. Харків, проспект Науки, 47.

Автореферат розісланий «10» березня 2021 року.

Вчений секретар  
спеціалізованої вченої Ради Д 64.175.02



Богдан М.М.

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Багатошарові металічні наноплівки, основу яких складають почергово осаджені шари феромагнітного і немагнітного металу, на сьогодні є предметом всебічних фізичних досліджень. Феромагнітні шари в таких наноплівках можуть бути обмінно зв'язаними між собою завдяки взаємодії Рудермана-Кіттеля-Касуї-Юсіда через електрони провідності в шарах немагнітного металу, товщина яких задає знак і величину обмінного зв'язку. Багатошарові металічні плівки з антиферомагнітним зв'язком між феромагнітними шарами створюють окремий клас магнетиків – штучних антиферомагнітних надґраток. Вони мають низку специфічних магнітних, магнеторезистивних і магнеторезонансних властивостей, які привертають до себе увагу дослідників. Зокрема, завдяки гігантському магнеторезистивному ефекту такі наноструктури використовують в мікроелектроніці як складову магнеторезистивних ізоляторів, датчиків магнітного поля і його градієнту, безконтактних датчиків електричного струму. Завдяки можливості керувати процесом перемагнічування феромагнітних шарів при пропусканні спінополяризованого струму, наноплівки «феромагнітний/немагнітний метал» є перспективними для розробки пристроїв спінової електроніки, зокрема, спінових клапанів і спіно-керуваних магнеторезистивних комірок оперативної пам'яті. Завдяки високій чутливості до зовнішнього магнітного поля їх використовують при розробці магнеторезистивних біосенсорів для детектування біологічних молекул в клінічній діагностиці. Наноплівки «феромагнітний/немагнітний метал» залишаються привабливими об'єктами для вивчення фундаментальних властивостей двовимірних композитів, в яких геометричні розміри складових близькі до довжини хвилі електронів провідності, що забезпечує виникнення в них електронних розмірних ефектів, Металічні надґратки є простими у виготовленні наноструктурами, на яких зручно вивчати вплив перекриття електронних орбіталей атомів металів різного типу на властивості композитних матеріалів. Штучні антиферомагнітні надґратки використовують як модельні об'єкти для вивчення магнітних станів і процесів намагнічування складних антиферомагнітних структур в залежності від керуваних змін взаємодії між підґратками. Серед методів дослідження властивостей структур «феромагнітний/немагнітний метал» магнетооптичні методи вирізняються високою чутливістю, що дозволяють проводити локальні виміри завдяки можливості фокусування світла на ділянку зразка з розмірами в декілька мікрон.

Перераховані можливості використання багатошарових металічних плівок «феромагнітний/немагнітний метал» стимулюють дослідження їх фундаментальних властивостей за допомогою ефективних магнетооптичних методів, зумовлюють їх важливість і, таким чином, визначають **актуальність** теми даної дисертаційної роботи.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дослідження, представлені у дисертаційній роботі, були виконані у відділі оптичних і магнітних властивостей твердих тіл Фізико-технічного інституту

низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України, та здійснені у рамках тематичного плану відповідно до відомчих тем та наукових проектів: «Наноструктуровані матеріали та магнітні наноструктури при низьких температурах» в межах програми НАН України «Наноструктурні системи, наноматеріали, нанотехнології» (державний реєстраційний номер 0107U009027, термін виконання 2007–2009 рр.); «Низькотемпературні магнітні та оптичні властивості фероїків» (державний реєстраційний номер 0112U002636, термін виконання 2012–2016 рр.); «Фізичні властивості магнето-концентрованих сполук і штучних структур з конкуруючими взаємодіями» (державний реєстраційний номер 0117U002288, термін виконання 2017–2021 рр.).

**Мета і завдання досліджень.** Метою роботи є виявлення особливостей магнетооптичних властивостей багатошарових металічних наноплівочок феромагнітного кобальту і немагнітної міді та встановлення впливу на них просторового електронного квантування в мідних шарах.

Для досягнення цієї мети були поставлені такі завдання:

- дослідити Фарадееве обертання площини поляризації світла в багатошарових наноплівках  $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_{20}$ , в яких номінальні товщини шарів кобальту були однаковими, а товщини мідних шарів рівномірно змінювались;
- дослідити магнетопольові залежності обертання осі поляризації та еліптичності світла при поздовжньому магнетооптичному ефекті Кера в усіх плівках;
- дослідити процеси намагнічування плівок в квазістатичних магнітних полях з допомогою SQUID-магнетометрії та магнетооптичних методів;
- дослідити магнетопольові залежності магнетопору плівок в поздовжній геометрії експерименту;
- провести дослідження рельєфу поверхонь плівок.

**Об'єктом досліджень** є магнетооптичні розмірні ефекти в періодичних наноплівках «феромагнітний/немагнітний метал».

**Предмет дослідження** є механізми, які впливають на магнетооптичний відгук в періодичних плівках  $\text{Co}(111)/\text{Cu}(111)$  з незмінною товщиною шарів кобальту і різною товщиною мідних шарів.

**Методи дослідження.** Методами, які використовувались в роботі, є магнетооптична поляриметрія для вимірювання обертання площини поляризації світла при поздовжньому ефекті Кера і при ефекті Фарадея та для вимірів еліптичності відбитого від плівок світла в присутності магнітного поля; чотирьохконтактний метод для вимірювання електроопору наноплівок в присутності магнітного поля; SQUID-магнетометрія для вивчення магнітних властивостей плівок, а також метод атомної силової мікроскопії для дослідження рельєфу поверхні твердих тіл.

**Наукова новизна** одержаних результатів:

1. Вперше виявлено монотонне збільшення кута Фарадеевого обертання осі поляризації світла в багатошарових наноплівках «феромагнітний/немагнітний метал»  $\text{Co}/\text{Cu}$  при збільшенні в них товщини магнетооптично-неактивних шарів міді. Показано, що така залежність добре описується моделлю ефективного



середовища і спричинена залежністю інтенсивності відбитого світла від товщини мідних шарів та його багатократним відбиванням від інтерфейсів між шарами кобальту та міді.

2. Вперше встановлено існування у багатошарових плітках Co/Cu зв'язку між наявністю обмінної взаємодії Рудермана-Кіттеля-Касуї-Іосіда між феромагнітними шарами та величиною і кількістю суперпарамагнітних кластерів в них, та знайдено, що розміри кластерів суттєво зменшені у плівках, де обмінна взаємодія є антиферомагнітною. Показано, що виявлені особливості пов'язані із перерозподілом електронної густини при електронному просторовому квантуванні в шарах міді, що впливає на їхню поверхневу енергію і на осадження на них атомів кобальту в процесі створення плівок.

3. Вперше виявлено зменшення кута Фарадеевого обертання у багатошарових плівках Co/Cu, в яких існує антиферомагнітний обмінний зв'язок між шарами Co. Показано, що спостережений ефект спричиняється збільшенням кількості відокремлених від феромагнітного масиву поодиноких атомів Co та їх дрібних кластерів, а також впливом антиферомагнітної обмінної взаємодії на намагнічування плівки у спін-флоп фазі.

4. Вперше виявлено підсилення поздовжнього магнетооптичного ефекту Кера в багатошарових наноплівках Co/Cu, яке корелює з існуванням антиферомагнітного обмінного зв'язку між шарами кобальту та з підвищеною фрагментацією шарів кобальту. Експериментально обґрунтовано ключову роль гібридизації електронних зон кобальту і міді в інтерфейсах Co/Cu для спостережуваного підсилення ефекту Кера.

**Практичне значення одержаних результатів.** Отримані результати досліджень магнетооптичних, магнітних і магнеторезистивних властивостей багатошарових ФМ/НМ наноплівок  $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(111)(d_{\text{Cu}})]_{20}$ , доповнюють відомості про особливості формування феромагнітних шарів наноплівок в умовах впливу на їх структуру квантового розмірного електронного ефекту, який виникає в шарах немагнітного металу. Дані про залежність розмірів суперпарамагнітних кластерів в феромагнітних шарах від товщини немагнітних шарів є корисними для прогнозування властивостей металічних надґраток, у складі яких є шари Co/Cu/Co, а також для розробки багатошарових нанорозмірних структур з контрольованими і відтворюваними параметрами, з метою застосування їх у пристроях спінтроники, фотоники чи наноелектроніки. Отримані результати досліджень магнетооптичних ефектів Фарадея і Кера демонструють високу чутливість цих методів до зміни товщини шару нормального металу в багатошарових наноплівках «феромагнітний/немагнітний метал», що дозволяє використовувати магнетооптичні методи як допоміжні для контролю структури композитних наноплівок.

**Особистий внесок здобувача.** У всіх роботах, що були виконані у співавторстві і увійшли до дисертації, автор брала активну участь на всіх етапах наукового дослідження, а саме: у постановці завдань, проведенні експериментів, виконанні розрахунків, трактуванні і обговоренні отриманих результатів, формулюванні висновків і написанні статей, та оприлюдненні їх на конференціях і семінарах. Зокрема, дисертантка особисто отримала

експериментальні магнетопольові залежності магнетооптичних ефектів Кера і Фарадея. Автор самостійно методом трансфер-матриці розрахувала величини Керового кута обертання і описала експериментальну залежність його від товщини шарів міді плівок. Здобувач особисто провела аналіз магнетопольових залежностей Керового обертання плівок з урахуванням існування у них суперпарамагнітних кластерів, провела розрахунки і аналіз магнетопольових залежностей Фарадєєвого обертання плівок в наближенні ефективного оптичного середовища. Таким чином, особистий внесок здобувача є визначальним.

**Апробація результатів.** Основні результати дисертаційної роботи були представлені та доповідалися на вітчизняних та міжнародних наукових конференціях:

- XVII Freik international conference “Physics and technology of thin films and nanosystems” (Ivano-Frankivsk, Ukraine, May 20 – 25, 2019);
- IX International Conference for Professionals and Young Scientists “Low temperature physics” (Kharkiv, Ukraine, June 4 – 8, 2018);
- XVI International conference on physics and technology of thin films and nanosystems (Ivano-Frankivsk, Ukraine, May 15 – 20, 2017);
- International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (Lviv, Ukraine, August 24 – 27, 2016);
- International Conference “Functional Materials and Nanotechnologies” (Vilnius, Lithuania, October 5 – 8, 2015);
- International Conference “Functional Materials” (Crimea, Ukraine, September 29 – October 5, 2013);
- International Conference „Functional Materials“ (Partenit, Crimea, Ukraine, October 3 – 8, 2011);
- XII Міжнародна конференція з фізики і технології тонких плівок та наносистем (Івано-Франківськ, Україна, 18 – 23 травня, 2009);
- The European Conference “Physics of Magnetism” (Poznan, Poland, June 24 – 27, 2008);
- XIII Czech and Slovak Conference on Magnetism (Košice, Slovakia, July 9 – 12, 2007).

**Публікації.** Результати, що представлені в дисертаційній роботі, опубліковані в 5 статтях у провідних вітчизняних та зарубіжних фахових журналах, які входять до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science [1-5] та у 10 тезах доповідей вітчизняних та міжнародних конференцій [6-15].

**Структура і обсяг дисертації.** Дисертаційна робота складається з анотації, вступу, п’яти розділів, висновків та списку використаних джерел. Загальний обсяг роботи складає 144 сторінки, містить 64 рисунків, 1 таблицю. Список використаних джерел складається з 116 найменувань на 13 сторінках.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

В **анотаціях** державною та англійською мовами стисло викладено основний зміст і висновки дисертації. Представлено основні результати досліджень із зазначенням наукової новизни. Сформульовано найсуттєвіші положення по кожному з розділів дисертації.

У **вступі** коротко охарактеризовано напрямок дисертаційних досліджень та обґрунтовано їх актуальність, визначено мету і завдання досліджень, методи їх проведення. Сформульовано основні результати роботи, визначено їх наукову новизну та практичне значення. Подано інформацію про публікації та апробацію результатів досліджень, про особистий внесок здобувача та описано структуру дисертації.

У **першому розділі** «Магнетооптичні властивості надтонких феромагнітних плівок та періодичних надструктур «феромагнітний/немагнітний метал» (огляд)» приведено літературний огляд, в якому описано особливості властивостей надтонких феромагнітних плівок і багатошарових наноплівки «феромагнітний/немагнітний метал», які було виявлено в них при вивченні магнетооптичного ефекту Кера, і які залежать від їх товщини. Обговорюється вплив плазмових збуджень в немагнітних шарах, внесок від інтерфейсів у магнетооптичний ефект Кера, а також вплив відбитого від інтерфейсів світла на магнетооптичні ефекти Кера і Фарадея в наноплівках «феромагнітний/немагнітний метал».

У **другому розділі** «Зразки і методи досліджень» описано спосіб виготовлення і характеристики досліджуваного в роботі набору з 12 плівок  $\text{слюда}/\text{Cu}(5 \text{ нм})/[\text{Co}(111)(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(111)(d_{\text{Cu}})]_{19}/\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(1,25 \text{ нм})$  (спрощено -  $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$  (рис. 1)), в яких товщина шарів Co була незмінною в усіх плівках, а товщина шарів Cu постійною для кожної з плівок, але різною в

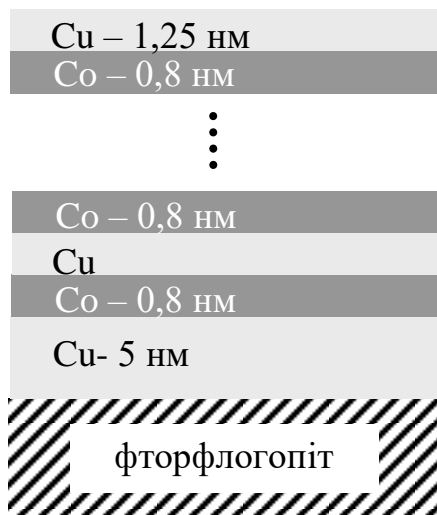


Рис. 1. Схематичне зображення багатошарових плівок  $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$   $d_{\text{Cu}} = 0,6; 0,7; 0,9; 1,0; 1,1; 1,2; 1,35; 1,5; 1,7; 1,8; 1,9; \text{ і } 2,0 \text{ нм}$ .

різних плівках і становила від  $d_{\text{Cu}} = 0,6$  до  $2,0$  нм. Зразки були виготовлені методом магнетронного розпилення. Плівки мали зернисту колончатую структуру. Поперечні розміри багатошарових колончатих зерен лежали переважно в межах від 8 до 10 нм. Шари Co і Cu мали кристалічну кубічну ГЦК структуру з орієнтацією кристалографічних площин (111) паралельно до площини прозорої слюдяної (фторфлогопіт) підкладки. В цьому розділі приведено оптичні схеми та принципи роботи магнетооптичної установки, основні характеристики їх вузлів, чутливість та точність вимірів кутів обертання осі еліпса поляризації та величини еліптичності при магнетооптичних ефектах Кера та Фарадея. Описано також методику вимірів магнеторезистивного ефекту, магнітного

моменту зразків за допомогою квантового магнетометру і отримання зображення поверхні плівки шляхом використання атомного силового мікроскопа.

У **третьому розділі** «Ефект Фарадея в наноплівках  $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(0,6 \dots 2,0 \text{ нм})]_{20}$ » висвітлено результати вимірів і аналізу магнетопольових залежностей кута обертання Фарадея  $\varphi(H)$  плівок. Деякі з них показано на рис. 2. Видно, що, хоча сумарна номінальна товщина шарів кобальту постійна в усіх плівках, Фарадееве обертання різне для різних плівок. Залежності кута обертання від товщини шарів міді  $\varphi(d_{\text{Cu}})$  у плівках при різних значеннях напруженості магнітного поля представлено на рис. 3. На залежностях  $\varphi(d_{\text{Cu}})$  добре виділяються дві особливості: монотонне збільшення кута обертання при збільшенні  $d_{\text{Cu}}$  (пунктир) і провали, що спостерігаються при  $d_{\text{Cu}}$  в околі 1,0 нм і 1,8 нм. Беручи до уваги ту обставину, що магнітна анізотропія плівки визначається переважно полем розмагнічування, і є анізотропією типу «легка площина», можна очікувати, що в слабких магнітних полях, де вплив локальної анізотропії, спричиненої дефектами структури плівки ще малопомітний, лінійне з полем наростання намагніченості плівки визначається її розмагнічуючим фактором  $N$  та, при наявності антиферромагнітної (АФМ) обмінної взаємодії між шарами кобальту, сталою взаємодії  $\gamma$ :  $M(H \ll H_{\text{sat}}) = \frac{H}{N + \gamma}$ . Поклавши  $N = 4\pi$  і визначивши нахил лінійних

ділянок  $\varphi = CH$ , з експерименту можна було, знаючи  $\gamma$ , одержати крім сталої Верде  $V$  ще й сталу Кундта  $K$  – коефіцієнту пропорційності між питомим Фарадеевим кутом і намагніченістю плівки:

$$V = \frac{C}{md_{\text{Co}}}, \quad K = (4\pi + \gamma)V. \quad (1)$$

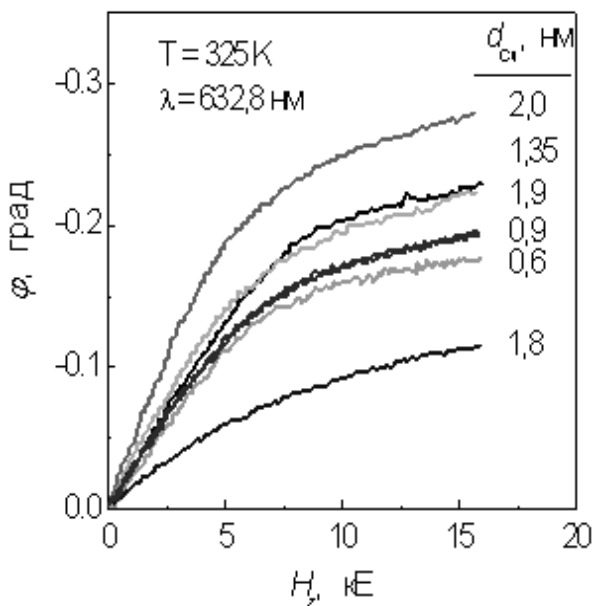


Рис. 2. Залежності кута обертання Фарадея від магнітного поля для декількох плівок  $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$ .

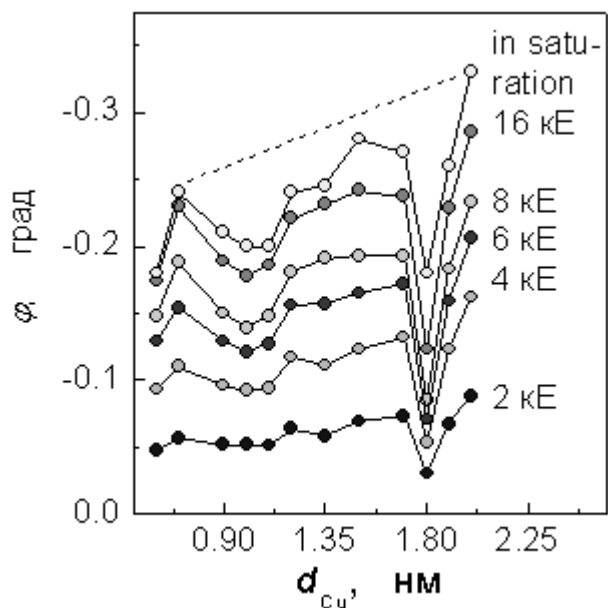


Рис. 3. Кути обертання Фарадея в плівках  $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$  в зовнішньому магнітному полі в залежності від товщини шарів міді.



На рис. 4 точками показано значення коефіцієнтів Кундта  $K_{cond}$  для всіх плівок, які отримані при умові, що АФМ обмінна взаємодія між шарами кобальту відсутня ( $\gamma = 0$ ), а намагніченість шарів Со незмінна. Видно, що коефіцієнт суттєво залежить від товщини шарів міді  $d_{Cu}$ . Як і на залежностях  $\varphi(d_{Cu})$  (рис. 3) виділяються дві особливості: монотонне збільшення коефіцієнта при збільшенні товщини  $d_{Cu}$  і провали, що спостерігаються в околі  $d_{Cu} = 1,0$  нм і  $1,8$  нм.

Було запропоновано пояснення, що причиною монотонного збільшення ефекту Фарадея і, відповідно, коефіцієнта Кундта при збільшенні товщини магнетооптично-неактивних шарів міді, є перерозподіл світлового поля у плівці, спричинений багатократним відбиванням світла на границях Со/Cu, так як при малій товщині  $d_{Cu}$ , яка нараховує лише декілька атомних шарів, коефіцієнт відбивання суттєво залежить від кількості цих шарів.

Зважаючи на те, що довжина світлової хвилі більш ніж на два порядки перевищує період структури плівок, залежність  $\varphi(d_{Cu})$  можна описати в наближенні ефективного оптичного середовища, беручи за основу роботи R. Atkinson (1992) та K. Shinagawa (1999). При цьому діагональні і недіагональні компоненти ефективного діелектричного тензора багатшарового композиту можна записати як  $\varepsilon_{xx}^{eff} = \frac{\varepsilon_{xx}(Co)d_{Co} + \varepsilon_{xx}(Cu)d_{Cu}}{d_{Co} + d_{Cu}}$  і  $\varepsilon_{xy}^{eff} = \frac{\varepsilon_{xy}(Co)d_{Co} + \varepsilon_{xy}(Cu)d_{Cu}}{d_{Co} + d_{Cu}}$ , а

Фарадеєве обертання у плівці з  $m$  пар шарів Со/Cu має описуватись виразом:

$$\varphi_{calc} = \frac{\pi d_{eff}}{\lambda} \frac{\text{Im}(N_{eff}) \text{Re}(\varepsilon_{xy}^{eff}) - \text{Re}(N_{eff}) \text{Im}(\varepsilon_{xy}^{eff})}{\text{Re}(N_{eff})^2 + \text{Im}(N_{eff})^2}, \quad (2)$$

де  $d_{eff} = m(d_{Co} + d_{Cu})$  – ефективна товщина композитного середовища і  $N_{eff}$  – його комплексний ефективний показник заломлення. Використовуючи вираз (2) було розраховано значення  $\varphi_{calc}$  і коефіцієнтів Кундта в залежності від товщини  $d_{Cu}$ :

$$K_{calc}(d_{Cu}) = \frac{\varphi_{calc}(d_{Cu})}{m d_{Co} M_0} \quad (3)$$

На рис. 4 пунктиром показана одержана залежність  $K_{calc}(d_{Cu})$ . Величину діагональної компоненти тензора діелектричної проникності для кобальту було взято з роботи R. M. Osgood et al. (1997)  $\varepsilon_{xx}(Co) = -11,85 - i19,04$  і для міді  $\varepsilon_{xx}(Cu) = -11,64 - i1,64$  – з роботи D.W. Lynch et al. (1985). Недіагональну компоненту для кобальту  $\varepsilon_{xy}(Co) = 0,36 - i0,057$  було підібрано в межах розкиду існуючих даних. Намагніченість насичення Со була взята для всіх плівок однаковою  $M_0 = 495$  Гс, як було отримано при SQUID-вимірах для плівки з  $d_{Cu} = 0,7$  нм (див. рис. 5). Як видно з рис. 4 монотонно-зростаючий характер залежності  $K(d_{Cu})$  добре описується в цьому наближенні. Що стосується провалів на рис. 3, то треба відмітити, що вони спостерігаються при тих товщинах  $d_{Cu}$ , при яких, як відомо з роботи S.S.P. Parkin (1991), завдяки взаємодії Рудермана-Кіттеля-Касуї-Іосіда (РККІ) через електрони провідності міді між шарами кобальту в структурі Со/Cu(111)/Со існує АФМ обмінний зв'язок. Він затримує вирівнювання АФМ-зв'язаних магнітних моментів шарів

Со уздовж прикладеного магнітного поля. Більш того, зроблена нами оцінка обмінної константи для плівки з  $d_{Cu} = 1,8$  нм, яка б забезпечила монотонність змін коефіцієнта  $K_{calc}(d_{Cu})$  так, щоб значення  $K_{cond}$  для плівки з  $d_{Cu} = 1,8$  нм було на рівні розрахунку (незаповнений кружок на рис. 4), дає величину обмінного

поля  $H_{exch}^{AFM} = \frac{|\gamma| M_0}{2} \approx 2$  кЕ і, відповідно, нормовану на одиницю площі питому

енергію обміну  $J = \frac{|\gamma| M_0^2 d_{Co}}{2} = 0,08 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2}$  ( $M_0 = 495$  Гс), значення якої близьке

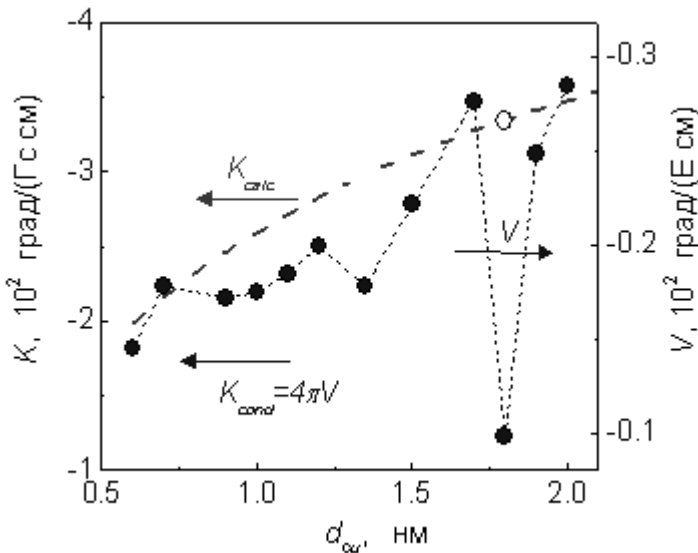


Рис. 4. Точками показано величини коефіцієнта Верде, та коефіцієнта Кундта, отримані за допомогою виразу (1) за умови, що  $\gamma = 0$ . Пунктиром показано розрахунок величин  $K_{calc}$  за допомогою виразу (3).

до  $0,1$  ерг/см<sup>2</sup>,  $0,06$  ерг/см<sup>2</sup> та  $0,05$  ерг/см<sup>2</sup>, отриманих в роботах S.S.P. Parkin et al. (1991), A.S. Samardak et al. (2004), D. H. Moska et al. (1991), відповідно. При такому поясненні глибина провалів на залежностях  $\varphi(d_{Cu})$  (рис. 3) має зменшуватись до нуля при намагнічуванні плівки до насичення. Зменшення провалів дійсно спостерігається, починаючи з певних значень полів, але провали залишаються і при наближенні стану плівок до магнітного насичення. Така їх поведінка вказує на те, що вони спричинені не тільки існуванням АФМ зв'язку. Можливою причиною може бути немонотонна зміна дефектності шарів плівки. Діагональні компоненти ефективного тензора оптичної провідності текстурованих плівок відрізняються від компонент тензора суцільних, і причиною немонотонних змін ефекту Фарадея і коефіцієнта Кундта можуть бути немонотонні зміни оптичної однорідності плівок. Іншою причиною може бути фрагментація шарів кобальту в зернах плівки, і спричинене «втраченими спінами» (відокремленими від феромагнітного (ФМ) масиву одинокими атомами Со та їх дрібними кластерами в міді) зменшення намагніченості ФМ шарів при незмінному коефіцієнті пропорційності Кундта. В дисертаційній роботі були визначені величини Фарадєєвого обертання при магнітному насиченні шляхом екстраполяції до нуля залежностей  $f(\varphi) = \varphi(H_{int})/H_{int.}$ , де

$H_{int} = H - 4\pi \frac{\varphi(H)}{K_{calc} m d_{Co}}$  - внутрішнє поле. Намагніченість в насиченні

визначалась як  $M_{sat}(d_{Cu}) = \frac{\varphi_{sat}(d_{Cu})}{K(d_{Cu})md_{Co}}$ , де  $\varphi_{sat} = \varphi(f = 0)$ . На рис. 5 для всіх плівок

показано одержані у такий спосіб величини  $M_{sat}$  в порівнянні із значеннями, отриманими при SQUID-вимірах для плівок з  $d_{Cu} = 0,7$  і  $0,9$  нм при кімнатній

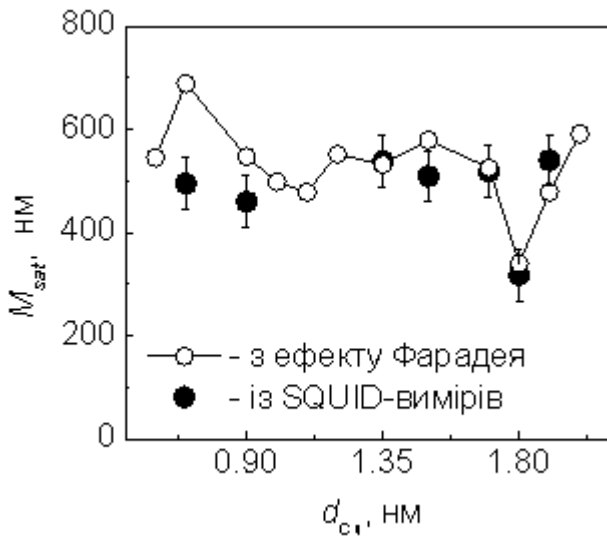


Рис. 5. Залежності намагніченості плівок Co/Cu при їх магнітному насиченні від товщини шарів міді, що отримані із Фарадеевого обертання (незаповнені кружки) та із SQUID-вимірів (заповнені кружки).

виконаних досліджень магнетопольових залежностей магнетоопору плівок  $MR(H)$  – нормованих змін електричного опору  $(R(H) - R(H = 0))/R(H = 0)$ . Одержана інформація доповнює ту, яка була отримана з магнетооптичних вимірів, так як магнеторезистивний ефект більш чутливий до наявності у плівках кластерів з ФМ атомів. До нього включено також результати досліджень рельєфу поверхні декількох плівок за допомогою атомного силового мікроскопу. Виміри магнетоопору проводили в поздовжній геометрії експерименту. Далекі до насичення магнетопольові залежності зміни магнетоопору свідчили про існування суперпарамагнітних (СПМ) кластерів в усіх плівках. Одержані експериментальні залежності  $MR(H)$  для декількох плівок приведено на рис. 6. Залежності для всіх плівок було описано, починаючи з поля  $H > 2$  кЕ, в межах двох спрощених моделей, в яких шари кобальту представлені як суміш з ФМ блоків і СПМ кластерів. Перша модель, яку часто використовують для плівок з ФМ гранулами, описує зміни електроопору в магнітному полі, які спричинені розсіянням електронів провідності лише на слабо-зв'язаних СПМ кластерах. Друга модель описує розсіяння електронів провідності при почерговому їх відбиванні від ФМ блоків і СПМ кластерів.

Для опису цими моделями припускалося, що у плівках існують кластери двох розмірів, з магнітними моментами  $\mu_1$  і  $\mu_2$  для першої моделі (біквадратичної)

температурі і для плівки з  $d_{Cu} = 1,35$ ;  $1,5$ ;  $1,7$ ;  $1,8$  та  $1,9$  нм при  $T = 30$  К. Можна бачити, що одержані величини в межах похибки в 20-30% узгоджуються між собою, і зменшення намагніченості шарів кобальту при  $d_{Cu}$  в околі  $1,0$  нм і при  $d_{Cu} = 1,8$  нм дійсно існує. Подальші експерименти з вимірів магнетоопору і магнетооптичного ефекту Кера допомогли більш повно вияснити природу особливостей поведінки Фарадеевого обертання в досліджуваних наноплівках.

У четвертому розділі «Особливості магнеторезистивних властивостей плівок [Co(0,8 нм)/Cu(0,6 нм .. 2,0 нм)]<sub>20</sub> в залежності від товщини мідних шарів в них» приведено результати

$$MR(H) = (A_1 \cdot L(\mu_1 H / (k_B T)) + A_2 \cdot L(\mu_2 H / (k_B T)))^2 \quad (4)$$

і  $\mu'_1$  і  $\mu'_2$  для другої (білінійної)

$$MR(H) = B_1 \cdot L(\mu'_1 H / (k_B T)) + B_2 \cdot L(\mu'_2 H / (k_B T)). \quad (5)$$

Криві апроксимацій обома моделями показано на рис. 6 суцільними лініями, різницю між якими не можна помітити в представленому масштабі.

З апроксимацій було визначено усереднені магнітні моменти СПМ кластерів, які проявили себе в магнеторезистивному ефекті:

$$\langle \mu \rangle_{bq} = (A_1^2 + A_2^2 + 4A_1 A_2) / ((A_1^2 + 2A_1 A_2) / \mu_1 + (A_2^2 + 2A_1 A_2) / \mu_2) \quad (6)$$

для біквдратичної і

$$\langle \mu_{bl} \rangle = (B_1 + B_2) / (B_1 / \mu'_1 + B_2 / \mu'_2) \quad (7)$$

для білінійної апроксимацій. Отримані величини  $\langle \mu_{bq} \rangle$  і  $\langle \mu_{bl} \rangle$  показано на рис. 7 в залежності від товщини шарів міді в плівках. Для обох апроксимацій чітко видно закономірності – зменшення усереднених магнітних моментів для плівок з  $d_{Cu}$  поблизу 0,9 нм і 1,8 нм. Таким чином, магнеторезистивні виміри показали, що шари Со в усіх плівках в межах зерен не суцільні, а фрагментовані на ФМ блоки і СПМ кластери. Припускаючи, що фрагментація шарів кобальту проявить себе і на поверхні плівок, за допомогою атомної силової мікроскопії (Університет Авейру, Португалія) було досліджено декілька плівок. Було виявлено, що дефектність поверхонь плівок з товщиною шарів міді  $d_{Cu} = 0,9$  і 1,8 нм, ФМ шари яких АФМ обмінно-зв'язані між собою через мідь, є помітно збільшена, порівняно з плівкою, товщина шарів міді якої  $d_{Cu} = 1,5$  нм відповідає ФМ типу обмінного зв'язку.

У **п'ятому розділі** «Особливості залежностей поздовжнього магнетооптичного ефекту Керра в плівках  $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(0,6 \dots 2,0 \text{ нм})]_{20}$  від величини магнітного поля» викладено результати вимірів і аналізу магнетопольових залежностей Керових кутів обертання  $\theta$  (кутів обертання осі еліпса поляризації

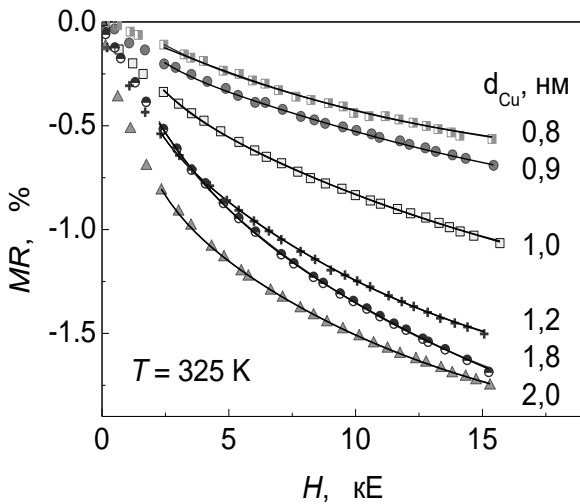


Рис. 6. Залежності магнетоопору декількох плівок набору  $[Co/Cu(d_{Cu})]_{20}$  від напруженості магнітного поля. Лініями показана апроксимація експериментальних точок виразами (4) і (5).

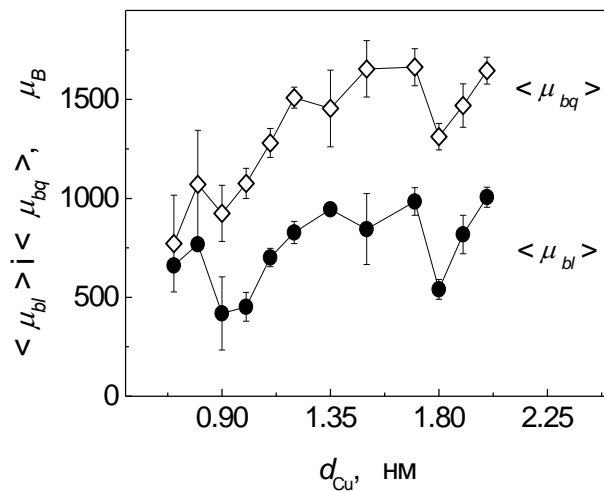


Рис. 7. Усереднені магнітні моменти СПМ кластерів в залежності від товщини шару міді в багатшарових наноплівках  $[Co/Cu]_{20}$ , розраховані з виразів (6) і (7).



світла), а також результати спектральних досліджень еліптичності  $\eta$  при поздовжньому магнетооптичному ефекті Кера.

При поздовжньому ефекті Кера вивчається стан поляризації світла, яке відбивається від зразка, коли магнітне поле орієнтоване паралельно до площини півки. За таких умов поле розмагнічування близьке до нуля. Отримані залежності  $\theta(H)$  для півок з різними величинами  $d_{Cu}$  мали різну форму. Більшість півок досягали стану насичення у полях менших 5 кЕ, крім декількох. На рис. 8, як приклад, показано залежності  $\theta(H)$  для декотрих півок. Як і у випадку ефекту Фарадея, Керівий кут пропорційний намагніченості, і вказані особливості мають бути пов'язані з намагнічуванням ФМ блоків і СПМ частинок у півках.

Для виділення внесків СПМ кластерів у величину ефекту Кера залежності  $\theta(H)$  було апроксимовано виразом

$$\theta(H)_{H>2\text{кЕ}} = \theta_{FM}^S + \theta_{SPM}^S \int_0^{\infty} L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) f(\mu) d\mu \quad (8)$$

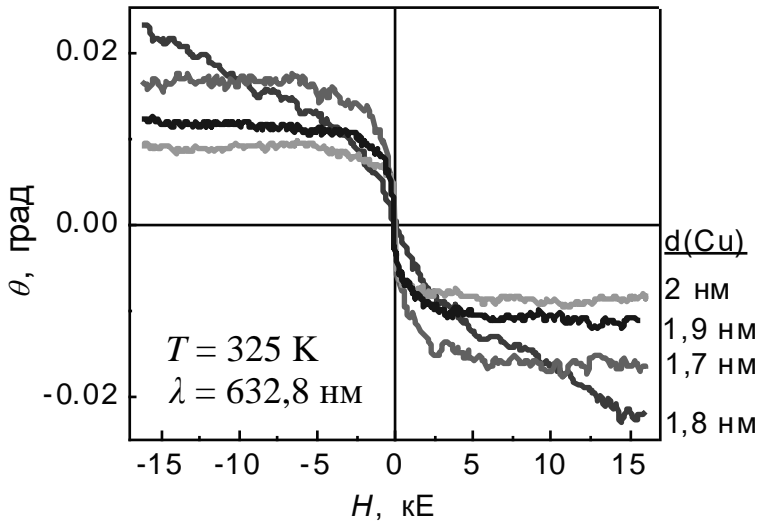


Рис. 8. Залежності кута обертання при поздовжньому ефекті Кера для півок  $[Co/Cu(d_{Cu})]_{20}$ .

для всіх півок. Внесок ФМ блоків у ефект Кера  $\theta_{FM}^S$  підбирався вручну, вважаючи, що переважна більшість блоків насичуються в полях менших за 2 кЕ – 3 кЕ. Три інші параметри  $\theta_{SPM}^S$  (внесок СПМ кластерів у Керове обертання при їх магнітному насиченні),  $\mu_0$  і  $\sigma$  визначались автоматично для всіх півок, окрім півки з  $d_{Cu} = 1,8$  нм. Для цієї півки величина Керівого обертання в насиченні  $\theta_{SPM}^S + \theta_{FM}^S$  було отримане іншим способом (див. далі).

Отримані при апроксимаціях логнормальні розподіли  $f(\mu)$  показано на рис. 9 (а). Відповідні усереднені магнітні моменти СПМ кластерів, вираховані

як  $\bar{\mu} = \mu_0 \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right)$ , показано на рис. 9 (б). Видно, що для півок з  $d_{Cu} = 0,9$  і

1,8 нм, в яких має бути АФМ обмінний зв'язок, отримані  $\bar{\mu}$  менші ніж в інших

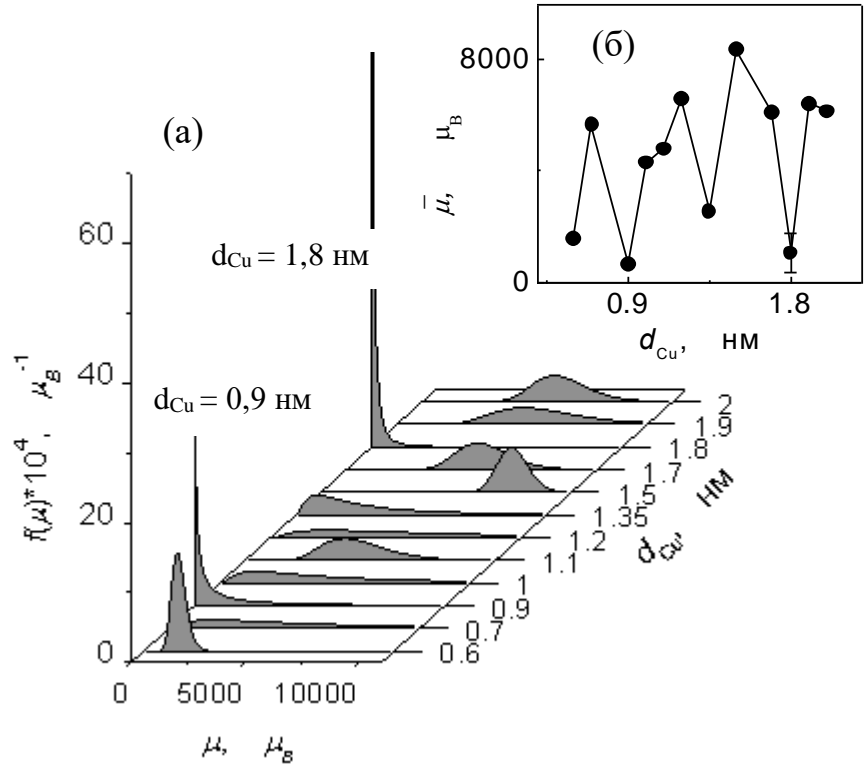
з використанням логнормального розподілу СПМ кластерів за величинами їх магнітних моментів

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

де параметри  $\mu_0$  і  $\sigma$  задають форму розподілу і положення максимуму, згідно з роботами J. Neugebauer et al. (1993), S. Orpo et al. (1993). Апроксимації залежностей  $\theta(H)$  було проведено, починаючи з поля  $H > 2$  кЕ,

плівках, а їх розподіли  $f(\mu)$  суттєво вирізняються серед інших гострими максимумами, зсунутими по осі магнітних моментів у напрямку значень, менших за  $500 \mu_B$ . Також зменшення  $\bar{\mu}$  видно і для плівки з  $d_{Cu} = 1,35$  нм, в якій слід очікувати наявності ФМ зв'язку між шарами кобальту.

Рис. 9. Логнормальні розподіли СПМ кластерів за величинами їх магнітних моментів (вздовж осі  $d_{Cu}$  вказані товщини мідних шарів для приведених кривих розподілу) – (а) та залежність усереднених магнітних моментів  $\bar{\mu}$  СПМ кластерів у плівках  $[Co/Cu]_{20}$  в залежності від товщини шарів міді – (б).



Величини кутів Кероного обертання в насиченні визначались двома способами: шляхом лінійної екстраполяції залежностей  $f(\theta) = \theta(H)/H$  до нуля ( $\theta_{S1}$ ), і як суму визначених з апроксимацій внесків намагнічених до насичення ФМ блоків і СПМ кластерів ( $\theta_{S2} = \theta_{FM}^S + \theta_{SPM}^S$ ) (окрім плівки з  $d_{Cu} = 1,8$  нм, для якої цим способом неможливо було визначити Керовий кут в насиченні). Обидва способи, як це видно з рис. 10(а), дали близькі результати. Відносний внесок СПМ кластерів у ефект Кера для кожної плівки було отримано шляхом нормування  $\theta_{SPM}^S$  на усереднене значення кута Кероного обертання в насиченні

$\theta_s = \frac{\theta_{S1} + \theta_{S2}}{2}$ . Отримана залежність  $\frac{\theta_{SPM}^S}{\theta_s}(d_{Cu})$ , (рис. 10(б)) виявилась немоно-

тонною з двома чітко вираженими максимумами при  $d_{Cu} = 0,9$  і  $1,8$  нм. Той факт, що максимуми відповідають дрібнішим середнім магнітним моментам СПМ кластерів, може свідчити про збільшення кількості СПМ кластерів у цих плівках.

Залежність  $\theta(d_{Cu})$ , складається з монотонних і немонотонних змін Кероного обертання в насиченні рис. 10 (а). Монотонний спад величини ефекту вдалося пояснити, застосовуючи метод трансфер-матриць для випадку намагніченої до насичення багатошарової плівки  $[Cu(d_{Cu})/Co(d_{Co})]_{20}/Cu_{bulk}$ . На рис. 10(а) пунктиром показано результат розрахунку, в якому було використано оптичні сталі для масивних міді і кобальту з робіт Р.В. Johnson et al. (1972) і

R.M. Osgood et al. (1997), відповідно.

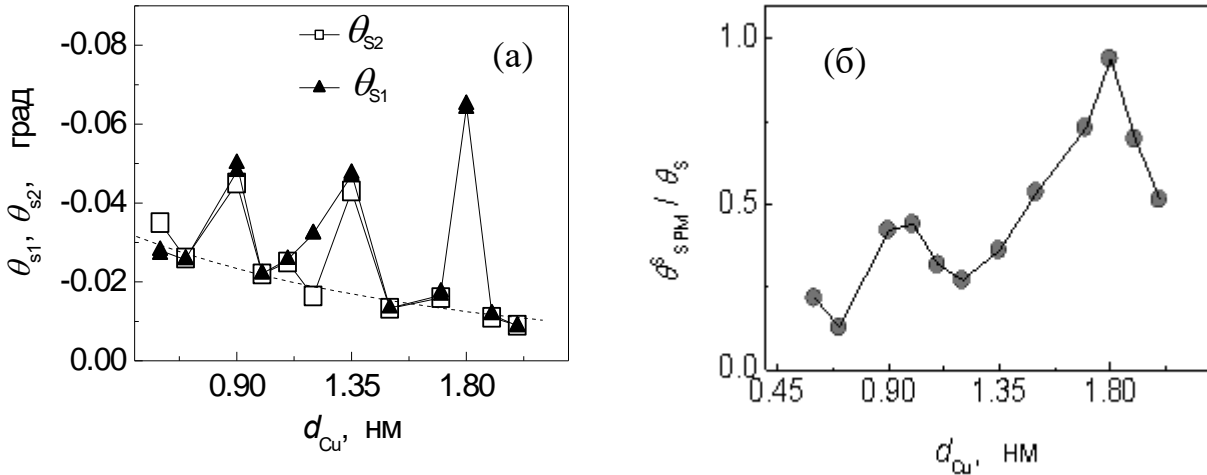


Рис. 10. Точками  $\blacktriangle$  і  $\square$  показано кути Керового обертання плівок в насиченні,  $\theta_{S1}$  і  $\theta_{S2}$ , відповідно; пунктирна крива – розрахунок, виконаний за допомогою методу трансфер-матриці, – (а). Відносні внески СПМ кластерів у загальну величину ефекту Керра для всіх плівок  $[Co/Cu]_{20}$  – (б).

На АФМ зв'язок між ФМ шарами Со в деяких плівках та існування в магнітному полі «спін-фlop» стану вказують лінійні ділянки на залежностях  $\theta(H)$ . Перехід до схлопнутого спін-фліп стану відбувається, коли лінійна залежність в полі  $H^*$  зазнає зламу і стає нелінійною. Отримана залежність поля  $H^*$  від товщини шарів міді (рис. 11), має два чіткі максимуми при  $d_{Cu} = 0,9$  і  $1,8$  нм, які підтверджують існування АФМ обмінної взаємодії, як і очікувалось, для плівок Со/Си(111) при цих товщинах шарів міді. Величина  $H^*$  може бути дещо вища за обмінне поле  $2H_{exch}^{AF}$ , через існування дефектів у плівці, які створюють слабку неоднорідну магнітну анізотропію в площині плівки і також затримують процес намагнічування. Існування лінійних залежностей у всіх інших плівках в полях до  $H_{bg} \sim 500$  Е може бути пов'язаним з цією дефектною анізотропією. Ефективне обмінне поле, визначене як  $H_{exch}^{AF} = H_{flip} / 2$ , де  $H_{flip} = H^* - H_{bg}$  близьке до  $1,0$  кЕ для плівки з  $d_{Cu} = 0,9$  нм, і до  $2,0 - 3$  кЕ для плівки з  $d_{Cu} = 1,8$  нм.

Немонотонні зміни залежності  $\theta(d_{Cu})$  полягають, як це видно з рис. 10 (а), у збільшенні величини ефекту для плівок з  $d_{Cu} = 0,9$ ;  $1,35$  і  $1,8$  нм в два-три рази. Вони можуть бути спричинені збільшенням внеску інтерфейсів Со/Си в ефект Керра завдяки збільшенню сумарної площі інтерфейсів. Таку думку підтверджує той факт, що внесок СПМ кластерів у ефект Керра плівок з АФМ зв'язком ( $d_{Cu} = 0,9$  і  $1,8$  нм), суттєво збільшений (рис. 10(б)), а самі кластери здрібнені (рис. 9(б)). У плівці з ФМ зв'язком ( $d_{Cu} = 1,35$  нм) площа інтерфейсів може бути збільшеною завдяки утворенню перетинок між ФМ шарами.

Якщо збільшення ефекту відбувається завдяки збільшенню внеску інтерфейсів, то можна було очікувати, що спектри ефекту Керра цих плівок будуть мати особливості, що пов'язані з гібридизацією  $d$  і ( $sp$ ) електронних зон Со та Си, а саме із збільшенням ефекту поблизу енергії квазіплазмової частоти

в міді 2,1 еВ ( $\lambda = 590$  нм).

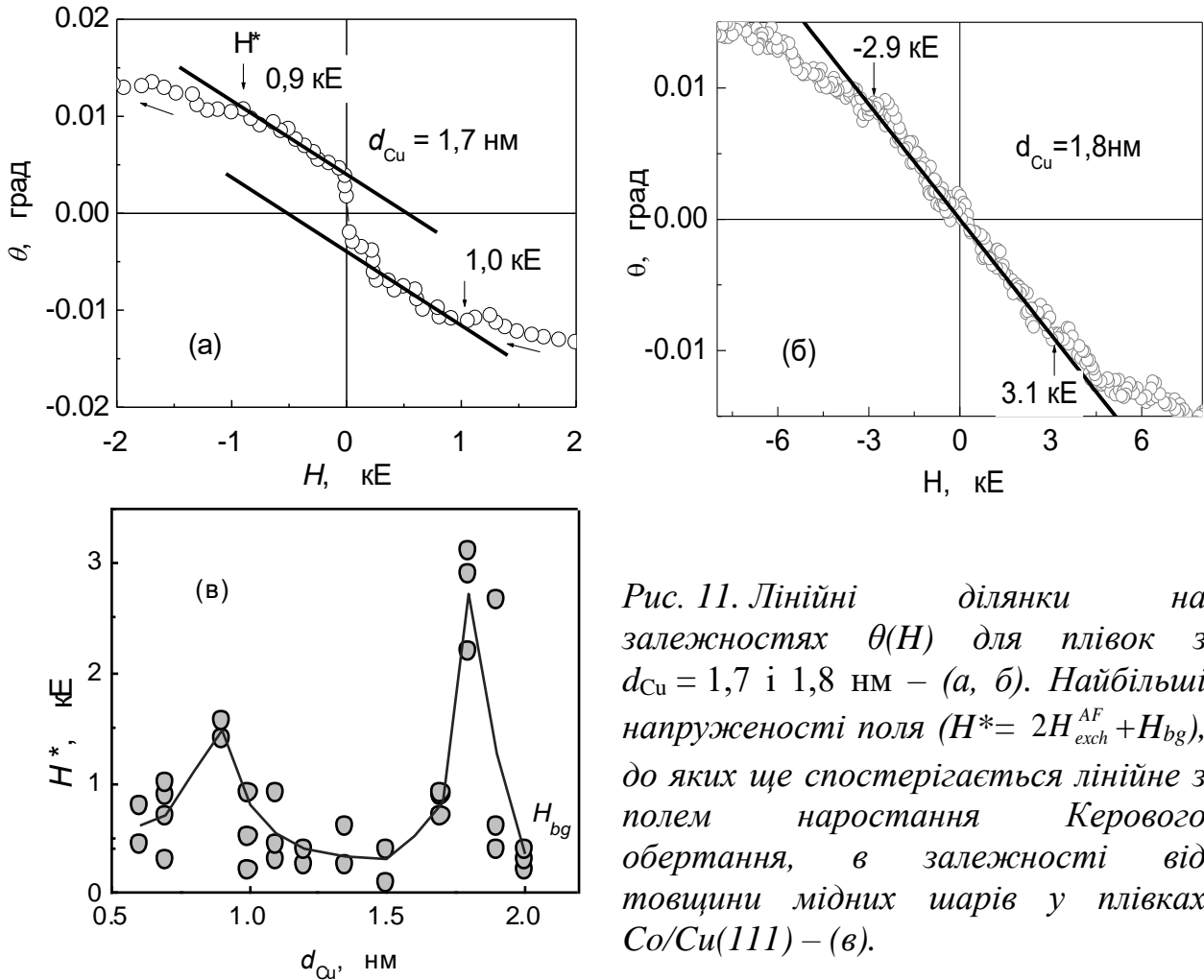


Рис. 11. Лінійні ділянки на залежностях  $\theta(H)$  для плівок з  $d_{\text{Cu}} = 1,7$  і  $1,8$  нм – (а, б). Найбільші напруженості поля ( $H^* = 2H_{\text{exch}}^{\text{AF}} + H_{\text{bg}}$ ), до яких ще спостерігається лінійне з полем наростання Керового обертання, в залежності від товщини мідних шарів у плівках  $\text{Co}/\text{Cu}(111)$  – (в).

Нами були проведені виміри еліптичності світла при поздовжньому ефекті Кера. Дослідження проводились з однією плівкою, а саме, плівкою з  $d_{\text{Cu}} = 1,8$  нм, в якій кількість СПМ кластерів найбільша. Одержані залежності величини еліптичності (в довільних одиницях) від напруженості магнітного поля  $\eta(H)$  для світла з довжиною хвилі 500 нм і 600 нм представлені на рис. 12 (а). Відмітимо, що залежності мають добре виражені лінійні ділянки в полі меншому за 2 кЕ (виділено пунктиром), що добре узгоджується з лінійною поведінкою Керового обертання в цій плівці і ще раз підтверджує існування в ній АФМ зв'язку між ФМ шарами кобальту, а в магнітному полі, більшому за 2 кЕ форма залежності визначається в основному намагнічуванням СПМ кластерів у плівці. Важливо, що залежності  $\eta(H)$ , отримані при різних  $\lambda$ , різняться між собою тим, що між ними немає пропорційності при  $H > 2$  кЕ. Відношення між величинами еліптичності для світла з різною довжиною хвилі залежить від напруженості магнітного поля. Еліптичність, спричинена намагніченою ФМ підсистемою, близька до  $\eta_{\text{FM}} \approx \eta(H = 2 \text{ кЕ})$ , а еліптичність, спричинену СПМ підсистемою в полі 12 кЕ, можна визначити як  $\eta_{\text{SPM}} \approx (\eta(H = 12 \text{ кЕ}) - \eta(H = 2 \text{ кЕ}))$ . Їх відношення як функція довжини світлової хвилі  $f(\lambda) = \eta_{\text{SPM}}(\lambda) / \eta_{\text{FM}}(\lambda)$ , що показано на рис. 12(б) точками (шкала зліва), має максимум поблизу  $\lambda_m = 600$  нм. Його існування свідчить про вплив міді на магнетооптичні властивості плівки  $[\text{Co}/\text{Cu}(1,8 \text{ нм})]_{20}$ , бо на магнетооптичних



спектрах масивного Со особливостей в цьому діапазоні енергій немає, як це видно на рис 12 (б), де шкала справа демонструє залежність величини еліптичності світла, відбитого від поверхні масивного Со в умовах дії полярного ефекту Кера, отриманої в роботі V.N. Antonov et al. (2001).

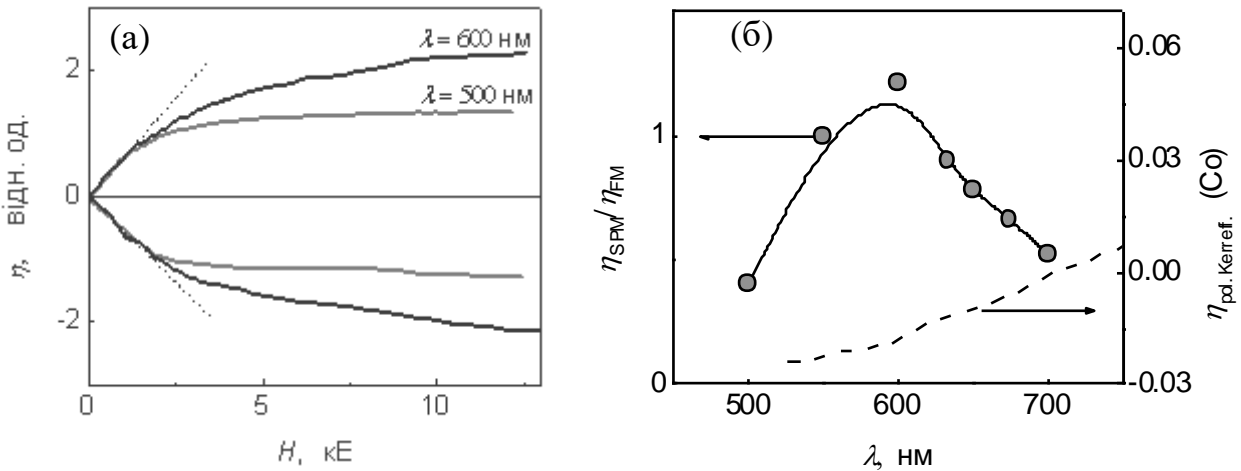


Рис. 12. Магнетопольові залежності еліптичності при поздовжньому ефекті Кера плівки  $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$ , отримані при  $\lambda = 500$  і  $600$  нм – (а). Точками показана спектральна залежність відношення внесків у Керову еліптичність від підсистем СПМ кластерів і ФМ блоків  $f(\lambda) = \eta_{SPM}(\lambda)/\eta_{FM}(\lambda)$  у плівці  $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$ , а також спектральна залежність еліптичності в насиченні (штрих-пунктирна лінія) для масивного кобальту при полярному ефекті Кера - (б).

Закінчується розділ 5 обговоренням причин виявленої фрагментації шарів Со плівок  $[Co(111)/Cu(111)]_m$ , міра якої більша для плівок з АФМ обмінним зв'язком між сусідніми ФМ шарами, і яка проявила себе у зменшенні розмірів СПМ кластерів, а також у збільшенні кількості «втрачених спінів». Відомо, що при кімнатних температурах Со з Cu не змішуються, проте Cu може дифундувати на поверхню островків Со. Ця поверхнева дифузія залежить від швидкості осадження атомів. Як відомо з роботи А. Rabe (1994), при швидкостях  $V > 30ML/xв$  (ML - моноатомні шари) атоми міді не встигають дифундувати на поверхню кобальту. Досліджувані плівки були отримані при відносно низьких швидкостях осадження,  $V(Cu) = 16,7ML/xв$  і  $V(Co) = 13,2ML/xв$ , тому дифузія міді на поверхню зародків шару Со, і, як наслідок, фрагментація ФМ шарів, є очікуваними в досліджуваній системі.

Згідно з роботою F.J. Himpsel (1999), в шаруватих металічних структурах між ФМ шарами може встановлюватись обмінний зв'язок РККІ завдяки спін-поляризованим станам квантових ям, які виникають в немагнітних шарах при інтерференції відбитих від інтерфейсів хвиль електронів провідності. P. Szoshe (2005) показав, що поява таких електронних станів впливає на просторовий розподіл вільних електронів в тонких металічних плівках і призводить до змін поверхневої енергії  $E_S$ . Існування дрібніших СПМ кластерів Со, а також збільшення фрагментації шарів Со у плівках з обмінним зв'язком, можна пов'язати із збільшенням поверхневої енергії шарів Cu, що призводить

до зменшення змочування між мідним шаром і атомами Co, які конденсуються на Cu при вирощуванні багат шарової структури.

## ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі вирішено важливу задачу в області фізики магнетизму, а саме: виявлено особливості магнетооптичних властивостей багат шарових металічних наноплівки феромагнітного кобальту і немагнітної міді та встановлено вплив на них просторового електронного квантування в мідних шарах.

Основними результатами дисертаційної роботи є такі:

1. Виявлено монотонне збільшення кута Фарадеевого обертання осі поляризації світла, що пройшло через багат шарову наноплівку “феромагнітний/немагнітний метал” при збільшенні в ній товщини магнетооптично неактивних шарів немагнітного металу, і показано, що виявлені монотонні зміни добре описуються моделлю ефективного середовища і можуть бути спричинені збільшенням внеску у магнетооптичний ефект від багаткратного відбивання світла інтерфейсами завдяки залежності інтенсивності відбитого світла від кількості атомних шарів в шарах немагнітного металу.
2. Встановлено існування у плівках  $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(111)(d_{\text{Cu}})]_{20}$  зв'язку між величиною і кількістю суперпарамагнітних кластерів кобальту та наявністю обмінної взаємодії Рудермана-Кіттеля-Касуї-Юсіда між феромагнітними шарами і знайдено, що розміри кластерів суттєво зменшені у плівках, де обмінна взаємодія антиферомагнітна. Спостережена властивість пов'язується із перерозподілом електронної густини при електронному просторовому квантуванні в шарах міді.
3. Виявлено зменшення кута Фарадеевого обертання в плівках  $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(111)(d_{\text{Cu}})]_{20}$ , в яких існує антиферомагнітний обмінний зв'язок між шарами Co і показано, що спостережений ефект спричинений зменшенням намагніченості насичення шарів кобальту через збільшення кількості «втрачених спінів», в також в малих полях впливом антиферомагнітної взаємодії на намагнічування плівки у спін-флоп фазі.
4. Виявлено підсилення поздовжнього магнітооптичного ефекту Кера в багат шарових наноплівках  $[\text{Co} / \text{Cu}]_{20}$ , що корелює з просторовим електронним квантуванням у шарах міді та з підвищеною фрагментацією шарів кобальту. Експериментально обґрунтовано ключову роль гібридизації електронних зон кобальту і міді в інтерфейсах Co/Cu для спостережуваного збільшення ефекту Кера.

## СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ АВТОРОМ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Faraday effect and fragmentation of ferromagnetic layers in multilayer Co/Cu(111) nanofilms / **I.N. Lukienko**, M.F. Kharchenko, A.V. Fedorchenko, I.A. Kharlan, O.P. Tutakina, O.N. Stetsenko, C.S. Neves, A.N. Salak // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2020. – V. 505. – P. 166706-1–66706-7, квартиль – Q1.
2. **Лукієнко І.М.** Опосередкований вплив квантового розмірного ефекту в багатошарових наноплівках Co/Cu(111) на поздовжній ефект Керра / **І.М. Лукієнко**, М.Ф. Харченко, О.М. Стеценко // *Ж. нано- і електрон. фіз.* – 2018. – Т. 10, №6. – С. 06041-1 – 06041-7, квартиль – Q3.
3. Reduction of superparamagnetic clusters in the [Co/Cu(111)]<sub>n</sub> nanofilms, induced by the quantum size effect / **I. N. Lukienko**, N. F. Kharchenko, V.M. Khrustalev, V.N. Savytskiy, A.V. Fedorchenko, and V.A. Desnenko, A.N. Stetsenko and V.V. Zorchenko // *Low Temp. Phys.* – 2012. – V. 38, №9. – P. 848–853, квартиль – Q2.
4. Linear in magnetic field increase of the magneto-optical Kerr effect in multilayered Co/Cu films / **І.М. Lukienko**, M.F. Kharchenko, V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko // *Func. Mat.* – 2008. – V. 15, № 1. – P. 56–62, квартиль – Q4.
5. Magnetic field induced increase of the longitudinal Kerr effect in multilayer Co/Cu(111) films / **I.N. Lukienko**, N.F. Kharchenko, V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko // *Low Temp. Phys.* – 2007. – V. 33, №11. – P. 992–998, квартиль – Q2.
6. **Lukienko I.M.** Magneto-optical Kerr and Faraday effects in multilayer Co/Cu(111) nanofilms / **I.M. Lukienko**, O.M. Stetsenko, M.F. Kharchenko // XVII Freik international conference “Physics and technology of thin films and nanosystems”, May 20 – 25, 2019: book of abstr. – Ukraine, Ivano-Frankivsk, 2019. – P. 206.
7. **Lukienko I.M.** Quantum size effect and superparamagnetic formations in Co/Cu(111) multilayered nanofilms / **I.M. Lukienko**, O.M. Stetsenko, M.F. Kharchenko // IX International Conference for Professionals and Young Scientists “Low temperature physics”, June 4 – 8, 2018: book of abstr. – Ukraine, Kharkiv, 2018. – P. 134.
8. **Lukienko I.M.** Influence of quantum size effect on superparamagnetic properties of Co/Cu(111) nanofilms / **I.M. Lukienko**, M.F. Kharchenko, A.N. Stetsenko // XVI International conference on physics and technology of thin films and nanosystems, May 15 – 20, 2017: book of abstr. – Ukraine, Ivano-Frankivsk, 2017. – P. 124.
9. Superparamagnetic magneto-optical properties of epitaxial [Co(111)/Cu(111)]<sub>20</sub> nanofilm, grown by magnetron sputtering / **I. Lukienko**, M.F. Kharchenko, V.M. Khrustalyov, V. Savitskiy, O. Stetsenko // International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials”, August 24 – 27, 2016: book of abstr. – Ukraine, Lviv, 2016. – P. 547.
10. Correlation between magneto-resistive and magneto-optical properties of sputter-deposited Co/Cu multilayers in visible / **I. Lukienko**, N. Kharchenko,

V. Khrustalyov, V. Savytskiy // International Conference “Functional Materials and Nanotechnologies”, October 5 – 8, 2015: book of abstr. – Lithuania, Vilnius, 2015. – P. 93.

11. Magneto-optical manifestation of the quantum size effect in the Cu(111)/Co multilayered nanofilms / **I.N. Lukienko**, N.F. Kharchenko, V.N. Savytskiy, M. Khrustalev, A.N. Stetsenko, V.V.Zorchenko // International Conference “Functional Materials”, September 29 – October 05, 2013: book of abstr. – Crimea, Ukraine, Partenit, 2015. – P. 216.

12. Magnetic and magneto-optical investigations of multilayered Co/Cu nanofilms / **I. Lukienko**, M. Kharchenko, A. Fedorchenko, V. Desnenko, V. Zorchenko, A. Stetsenko // ICFM – 2011: International Conference „Functional Materials“, October 3 – 8, 2011: book of abstr. – Crimea, Ukraine, Partenit, 2011. – P. 143.

13. **Лукієнко І.М.** Поздовжній ефект Керра в багатошарових наноплівках [Co/Cu(111)]<sub>n</sub> в магнітному полі / **І.М. Лукієнко**, М.Ф. Харченко // XII Міжнародна конференція з фізики і технології тонких плівок та наносистем, 18 – 23 травня, 2009: збірник тез допов. – Україна, Івано-Франківськ, 2009. – С. 69.

14. **Lukienko I.** Peculiarities of magnetic and magneto-optical properties of multilayered Co/Cu films / **I. Lukienko**, M. Kharchenko // The European Conference “Physics of Magnetism”, June 24-27, 2008: book of abstr. – Poland, Poznan, 2008. – P. 135.

15. Enhanced linear magnetic field dependent magneto optical Kerr effect in [Co/Cu(111)]<sub>20</sub> multilayers / **I. Lukienko**, M. Kharchenko, V. Zorchenko, A. Stetsenko // 13-th Czech and Slovak Conference on Magnetism, July 9 – 12, 2007: book of abstr. – Slovakia, Košice, 2007. – P. 143.

## АНОТАЦІЯ

**Лукієнко І.М. Особливості магнетооптичних ефектів Керра і Фарадея в багатошарових наноплівках Co/Cu (111). - Рукопис.**

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.11 – магнетизм. – Фізико-технічний інститут низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України, Харків, 2021.

В дисертаційній роботі представлено результати експериментальних досліджень набору багатошарових наноплівок «ферромагнітний/немагнітний метал» [Co(111)/Cu(111)]<sub>20</sub> з постійною товщиною ферромагнітних шарів  $d_{Co} = 0,8$  нм і змінною товщиною немагнітних  $d_{Cu} = 0,6 \dots 2,0$  нм. Вивчено вплив товщини шарів немагнітного металу на магнетооптичні властивості наноплівок, в яких між ферромагнітними шарами виникає обмінний зв'язок Рудермана-Кіттеля-Касуї-Юсіда. Експериментально продемонстровано, що збільшення товщини магнетооптично неактивних шарів Cu приводить до монотонного збільшення кута Фарадеевого обертання плівок, яке описується наближенням ефективного оптичного середовища. Виявлено підсилення поздовжнього магнетооптичного ефекту Керра плівок, яке корелює з існуванням обмінного зв'язку між ферромагнітними шарами. Запропоновано розглядати внесок інтерфейсів Co/Cu як основну причину такого підсилення ефекту Керра.



Виявлено кореляцію між фрагментацією ферромагнітних шарів і обмінною взаємодією між ними і показано, що розміри суперпарамагнітних кластерів Co суттєво зменшені у плівках, де обмінна взаємодія антиферромагнітна.

**Ключові слова:** багатошарові наноплівки, ефекти Керра і Фарадея, суперпарамагнітні кластери, обмінна взаємодія Рудермана-Кіттеля-Касуї-Йосіда, фрагментація шарів.

## АННОТАЦІЯ

**Лукиенко И.Н. Особенности магнетооптических эффектов Керра и Фарадея в многослойных наноплёнках Co/Cu (111). – Рукопись.**

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.11 – магнетизм. – Физико-технический институт низких температур имени Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, 2021.

В диссертационной работе изучалось влияние толщины слоев немагнитного (слабомагнитного) металла на магнетооптические свойства наноплёнок «ферромагнитный/немагнитный металл», в которых между ферромагнитными слоями возникает косвенная обменная связь Рудермана-Киттеля-Касуи-Йосида. Изучали серию многослойных плёнок  $[\text{Co}(111)/\text{Cu}(111)]_{20}$ , толщина ферромагнитных слоёв которых была постоянной и составляла  $d_{\text{Co}} = 0,8$  нм, а толщина немагнитных слоёв менялась от  $d_{\text{Cu}} = 0,6$  нм до  $d_{\text{Cu}} = 2,0$  нм. При экспериментальных исследованиях эффекта Фарадея было выявлено, что увеличение толщины магнито-неактивных слоёв Cu, при неизменной толщине ферромагнитных слоёв Co, приводит к монотонному увеличению угла Фарадеевого вращения  $\varphi$  плёнок. Использованное в работе приближение эффективной оптической среды позволило описать возрастающий характер зависимости  $\varphi(d_{\text{Cu}})$ . Измерения эффекта Фарадея плёнок также позволили обнаружить закономерность в величине косвенной обменной связи между ферромагнитными слоями Co и намагниченностью плёнок  $[\text{Co}(111)/\text{Cu}(111)]_{20}$ . В плёнках с толщиной слоев Cu, при которой возникает антиферромагнитная обменная связь между соседними ферромагнитными слоями, было выявлено уменьшение угла Фарадеевого вращения. Минимумы на зависимости  $\varphi(d_{\text{Cu}})$  соответствовали значениям  $d_{\text{Cu}} = 1,0$  и  $1,8$  нм. Было показано, что наблюдаемая особенность связана с уменьшением намагниченности слоёв Co из-за «потерянных спинов» (отдельных атомов Co, их мелких кластеров а также атомов Co в интерфейсах). Описание магнитополевых зависимостей электросопротивления и угла Керрового вращения выражениями с использованием функций Ланжевена позволило выявить сосуществование закономерности корреляций между размерами суперпарамагнитных кластеров кобальта и наличием обменной связи между соседними ферромагнитными слоями кобальта. Эта закономерность проявила себя в уменьшении усреднённых значений магнитных моментов суперпарамагнитных кластеров в плёнках с антиферромагнитной косвенной обменной связью. При экспериментальном

изучении магнетооптического продольного эффекта Керра плёнок [Co(111)/Cu(111)]<sub>20</sub> было обнаружено увеличение угла вращения плоскости поляризации света, которое коррелировало с обменной связью между ферромагнитными слоями плёнок. Было показано, что наблюдаемая особенность связана с увеличенной фрагментацией ферромагнитных нанослоёв. Спектральные измерения эллиптичности при продольном эффекте Керра позволили высказать экспериментально-обоснованное предположение о значительной роли интерфейсов Co/Cu в обнаруженном усилении эффекта Керра. Выявленные особенности свойств плёнок [Co(111)/Cu(111)]<sub>20</sub> позволили сделать заключение о том, что фрагментация слоёв кобальта, при которой появляются суперпарамагнитные кластеры и «потерянные спины», возникает в процессе изготовления плёнок вследствие размерного эффекта электронного квантования в слоях меди.

**Ключевые слова:** многослойные наноплёнки, эффекты Керра и Фарадея, суперпарамагнитные кластеры, обменное взаимодействие Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосида, фрагментация слоёв.

## ABSTRACT

**Lukienko I.N. Peculiarities of the Kerr and Faraday magneto-optical effects in multilayer nanofilms Co/Cu (111). – Manuscript.**

Thesis for a candidate's degree in physics and mathematics (PhD) in speciality 01.04.07 – magnetism. – B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, the NAS of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The dissertation presents the results of experimental study of the multilayer “ferromagnetic/non-magnetic metal” [Co(111)/Cu(111)]<sub>20</sub> nanofilms, which have the constant thickness of ferromagnetic layers  $d_{Co} = 0,8$  nm and the variable thickness of non-magnetic layers  $d_{Cu} = 0,6 .. 2,0$  nm. The influence of the thickness of non-magnetic layers has been studied on magneto-optical properties of the nanofilms, in which the Ruderman-Kittel-Kesuya-Yosida exchange coupling exists between ferromagnetic layers. It has been shown experimentally that the increase of magneto-optically inactive Cu layers causes the monotonic enhancement of the Faraday rotation in the films, which is described by the effective medium approximation and connected with increasing the contribution of multiple light scattering on interfaces to the magneto-optical effect. The enhancement of the magneto-optical longitudinal Kerr effect has been revealed, which correlates with the exchange coupling between ferromagnetic layers. The essential contribution of Co/Cu interfaces is suggested as the main reason of the observed enhancement. Correlation between fragmentation of ferromagnetic layers and exchange coupling between them has been revealed and it is shown that sizes of superparamagnetic Co clusters are considerably smaller in the films with antiferromagnetic exchange coupling.

**Keywords:** multilayer nanofilms, Kerr and Faraday effects, superparamagnetic clusters, Ruderman-Kittel-Kesuya-Yosida exchange, fragmentation of layers.

Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 0.9. Тир. 100 прим. Зам. № 114-21.  
Підписано до друку 04.03.2021. Папір офсетний.

Надруковано з макету замовника у ФОП Бровін О.В.  
61022, м. Харків, вул. Трінклера, 2, корп.1, к.19. Т. (057) 758-01-08, (066) 822-71-30  
Свідоцтво про внесення суб'єкта до Державного реєстру  
видавців та виготовників видавничої продукції серія ДК 3587 від 23.09.09 р.

---

---

**СТИЛЬ** ®  
**ИЗДАТ**   
ТИПОГРАФІЯ  
[www.stil-izdat.com](http://www.stil-izdat.com)