

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

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

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Лукієнко Ірина Миколаївна

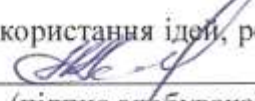
УДК 538.975, 537.632.3

ДИСЕРТАЦІЯ

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

01.04.11 – магнетизм

Подається на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів та текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело  І.М. Лукієнко
(підпис здобувача)

Науковий керівник: **Харченко Микола Федорович**,
академік НАН України, доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2021

АНОТАЦІЯ

Лукієнко І.М. Особливості магнетооптичних ефектів Кера 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 вивчення впливу товщини шарів немагнітного металу на магнетооптичні властивості штучних багатошарових наноплівок «феромагнітний/немагнітний метал», в яких при певних товщинах шарів немагнітного металу між феромагнітними шарами виникає обмінний зв'язок Рудермана-Кіттеля-Касуї-Юсіда через електрони провідності шарів немагнітного металу. Знак і величина обмінного зв'язку в таких наноплівках залежать від товщини немагнітних шарів.

У вступі дисертації коротко охарактеризовано напрямки досліджень, обґрунтовано його актуальність і зв'язок з науковими програмами, планами і темами відділу. Визначено мету і завдання роботи, а також об'єкт, предмет і методи досліджень. 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)» представлено літературний огляд, в якому приведено основні механізми виникнення магнетооптичних ефектів Фарадея і Кера в твердих тілах, описано особливості магнетооптичних властивостей феромагнітних наноплівок і багатошарових суцільних наноплівок «феромагнітний/немагнітний метал», які залежать від їх товщини. Обговорюється вплив плазмових збуджень в шарах, внесок від інтерфейсів у магнетооптичний ефект Кера, а також вплив відбитого від інтерфейсів світла на магнетооптичні ефекти Кера і Фарадея в багатошарових наноплівках.

У другому розділі «Зразки і методи досліджень» описано спосіб виготовлення і характеристики досліджуваного в роботі набору плівок $[\text{Co}(111)/\text{Cu}(111)]_{20}$, які було виготовлено методом магнетронного розпилення. Товщини феромагнітних шарів були незмінні у всіх плівках і номінально складала $d_{\text{Co}} = 0,8$ нм (4 атомних шари), а товщини немагнітних шарів змінювались від $d_{\text{Cu}} = 0,6$ нм до $d_{\text{Cu}} = 2,0$ нм. Приведено дані щодо структурних особливостей плівок, з яких відомо, що плівки ростуть у вигляді колончатих зерен, в межах яких шари Co і Cu мають кубічну гранецентровану структуру. В цьому розділі описано також оптичні схеми та принципи роботи магнетооптичної установки, основні характеристики її вузлів, чутливість та точність вимірів кутів обертання осі еліпса поляризації та величини еліптичності при магнетооптичних ефектах Кера та Фарадея. Описано методику вимірів магнеторезистивного ефекту, визначення намагніченості плівок шляхом вимірів магнітного моменту плівок за допомогою квантового магнетометру і описано метод отримання зображення поверхні плівки шляхом використання атомного силового мікроскопу.

У третьому розділі «Ефект Фарадея в наноплівках $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(0,6 \dots 2,0 \text{ нм})]_{20}$ » викладено результати вимірів і аналізу магнетопольових залежностей Фарадеєвого кута обертання φ плівок. Було виявлено неочікуване наростання Фарадеєвого кута при збільшенні товщини магнетооптично-неактивних шарів Cu. Зростаючий характер залежності $\varphi(d_{\text{Cu}})$ було описано в межах наближення ефективного середовища, для якого було взято оптичні і магнетооптичні константи Co і Cu як для металів в масиві. Збільшення Фарадеєвого кута спричиняється збільшенням внеску в ефект від багатократного відбивання світла інтерфейсами завдяки залежності інтенсивності відбитого світла від товщини шарів Cu.

Окрім наростання φ при збільшенні d_{Cu} , залежність $\varphi(d_{\text{Cu}})$ характеризувалась також наявністю двох мінімумів при товщині шарів міді $d_{\text{Cu}} = 1,0$ і $1,8$ нм, при яких між сусідніми феромагнітними шарами Co в багат шарових плівках Co/Cu(111) виникає антиферомагнітний обмінний

зв'язок. В роботі було показано, що виявлена особливість при магнітному насиченні пов'язана зі зменшенням намагніченості шарів Co завдяки збільшенню кількості «втрачених спінів» - окремих атомів Co та їх дрібних кластерів – у процесі формування плівки. Визначені з ефекту Фарадея величини намагніченості плівок корелюють з даними, отриманими прямими вимірами намагніченості декількох плівок на квантовому магнетометрі, що підтверджує правомірність використаного способу визначення намагніченості з ефекту Фарадея.

Так як магнеторезистивний ефект чутливий до наявності у плівках кластерів з феромагнітних атомів, для всіх досліджуваних плівок були проведені виміри магнетопольових залежностей електроопору $MR(H)$ у поздовжній геометрії експерименту, в якій напрямок зовнішнього магнітного поля співпадає із напрямком електричного струму, що проходить крізь плівку. Результати цих вимірів і їх аналіз приведено в четвертому розділі «Особливості магнеторезистивних властивостей плівок $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(0,6 \text{ нм} \dots 2,0 \text{ нм})]_{20}$ в залежності від товщини мідних шарів в них». Далекий до насичення характер отриманих залежностей $MR(H)$ плівок свідчив про наявність суперпарамагнітних кластерів Co в усіх плівках. Магнетопольові залежності електроопору було апроксимовано двома моделями, які описували розсіяння електронів провідності на суперпарамагнітних кластерах Co двох розмірів і феромагнітних кобальтових блоках. З апроксимацій залежностей $MR(H)$ виразами, що ґрунтуються на функціях Ланжевена, було виявлено кореляцію між розмірами суперпарамагнітних кластерів кобальту і наявністю обмінного зв'язку між сусідніми феромагнітними шарами кобальту. Ця закономірність проявила себе у зменшенні середніх гармонійно зважених величин магнітних моментів суперпарамагнітних кластерів $\langle \mu \rangle$ у плівках з антиферомагнітним обмінним зв'язком, які мають товщини шарів міді $d_{Cu} = 1,0$ і $1,8$ нм. Четвертий розділ доповнюють також результати низькотемпературних дослідження плівки з $d_{Cu} = 1,8$ нм на квантовому магнетометрі. Вимірювали температурні залежності магнітного моменту плівки в полі 50 Е при відігріванні, після її

охолодження без поля і в полі 700 Е. Отримані залежності свідчили про наявність у плівці набору суперпарамагнітних кластерів з температурою блокування основної їх маси поблизу $T = 68$ К. Вираховані величини магнітної константи анізотропії $K = 2,5 \cdot 10^7$ ерг/см³ і $K = 6,2 \cdot 10^7$ ерг/см³ для середніх гармонійно зважених магнітних моментів, які було отримано з апроксимацій залежності $MR(H)$ цієї плівки двома моделями, були близькими до величини $K = 3 \cdot 10^7$ ерг/см³, яка є характерною для гранул Со. Ці дані підтверджують доцільність вибраного в роботі підходу для аналізу магнеторезистивних властивостей плівок. Дослідження поверхні декількох плівок методом атомної силової мікроскопії показали, що у плівках з $d_{Cu} = 0,9$ і $1,8$ нм, які мають більш фрагментовані шари Со і антиферомагнітний обмінний зв'язок між цими шарами, поверхня більш дефектна, порівняно із плівкою з $d_{Cu} = 1,5$ нм, в якій шари Со фрагментовані в меншій мірі, а обмінний зв'язок між шарами Со феромагнітний.

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 Керрових кутів обертання θ . На відміну від ефекту Фарадея, при поздовжньому ефекті Керра вивчався стан поляризації світла, яке відбивалося від зразка. У поздовжній геометрії вимірів магнітне поле орієнтоване паралельно до площини плівки. За таких умов поле розмагнічування $H_{dem} = 0$, що дозволило визначити для кожної плівки величину магнітного поля H^* , яке близьке до поля H_{exch}^{AF} антиферомагнітної обмінної взаємодії між шарами Со. Отримана залежність $H^*(d_{Cu})$ з чіткими максимумами при $d_{Cu} = 0,9$ і $1,8$ нм, корелює із залежностями $H_{exch}^{AF}(d_{Cu})$, характерними для багат шарових систем Со/Cu(111).

Для опису магнетопольових залежностей $\theta(H)$ плівок в роботі було використано логнормальний розподіл. Для кожної плівки було отримано функції розподілу суперпарамагнітних кластерів за величиною їх магнітного

моменту і враховано середні гармонійні магнітні моменти суперпарамагнітних кобальтових кластерів $\bar{\mu}$. Для визначеної залежності $\bar{\mu}(d_{\text{Cu}})$ характерними були мінімуми при $d_{\text{Cu}} = 0,9; 1,35$ і $1,8$ нм, які відповідають екстремумам обмінного зв'язку між сусідніми шарами Co у плівках $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_m$. Варто наголосити, що залежність $\bar{\mu}(d_{\text{Cu}})$ корелює із залежністю $\langle\mu\rangle(d_{\text{Cu}})$, яку було отримано з магнеторезистивних вимірів досліджуваних плівок, що підтверджує правильність вибраного методу для опису магнетооптичних залежностей $\theta(H)$ досліджуваних плівок.

При експериментальному вивченні магнетооптичного поздовжнього ефекту Кера плівок було виявлено також збільшення кута обертання площини поляризації світла для плівок, товщини міді яких відповідають як антиферомагнітному ($d_{\text{Cu}} = 0,9$ і $1,8$ нм) так і феромагнітному ($d_{\text{Cu}} = 1,35$ нм) обмінному зв'язку між феромагнітними шарами, для яких середні гармонійні магнітні моменти $\bar{\mu}$ значно менші, порівняно з близькими по товщині плівками. В роботі показано, що ця особливість пов'язана із збільшенням міри фрагментації феромагнітних наночарів Co. Спектральні виміри Керової еліптичності плівки з $d_{\text{Cu}} = 1,8$ нм в тій самій геометрії вимірів показали, що спостережуване підсилення ефекту Кера пов'язане із гібридизацією електронних зон кобальту і міді в інтерфейсах Co/Cu.

Виявлені особливості магнетооптичних і магнеторезистивних властивостей плівок $[\text{Co}(111)/\text{Cu}(111)]_{20}$ дозволили зробити висновок про те, що різна фрагментованість шарів Co при різній товщині шарів Cu виникає завдяки різним умовам конденсації шарів Co і Cu при виготовленні плівок. А саме, поява в шарах Cu резонансних електронних станів в умовах електронного квантового розмірного ефекту призводить до зміни поверхневої енергії, що впливає на умови осадження атомів кобальту на поверхню міді та їх дифузію і сприяє виникненню дрібніших суперпарамагнітних кластерів і збільшенню кількості «втрачених спінів».

Отримані результати продемонстрували високу чутливість магнетооптичних методів до зміни структурних характеристик багаточарових

наноплівки «ферромагнітний/немагнітний метал», що дозволяє використовувати їх для контролю структури композитних наноплівки, і показали можливість збільшення Фарадєєвого та Кероєвого кутів обертання в багатошарових наноплівках «ферромагнітний/немагнітний метал» шляхом зміни товщини немагнітного шару, що може бути використано при розробках пристроїв магнетофоніки.

Ключові слова: багатошарові наноплівки, ефект Кєра і Фарадєє, суперпарамагнітні кластєри, обмінна взаємодія Рудєрмана-Кіттєля-Кєсуй-Юсїда, фрагмєнтація шарів.

ABSTRACT

Lukienko I.N. Peculiarities of magneto-optical properties of Kerr and Faraday 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 non-magnetic layer influence on magneto-optical properties of the synthesized multilayer nanofilms “ferromagnetic/non-magnetic metal”, in which the Ruderman-Kittel-Kesuya-Yosida exchange coupling exists between ferromagnetic layers through the conduction electrons of nonmagnetic metals.

Direction of research, substantiation its relevance and connection with scientific programs, plans and topics of the department are briefly described in introduction to the dissertation. The purpose and objectives of the work, as well as the object, the subject and methods of research are defined. The main results of the work have been formulated, their scientific originality and practical significance are determined. The information about publications and approbation of these research results, about the personal contribution of the applicant are given and the structure of the dissertation is described.

The main mechanisms of the magneto-optical Faraday and Kerr effects in solids, description of the peculiarities of magneto-optical properties of ferromagnetic nanofilms and multilayer continuous nanofilms "ferromagnetic/non-magnetic metal", which depend on their thickness, are presented in the first section "Magneto-optical properties of ultrathin ferromagnetic films and periodic superstructures" ferromagnetic/non-magnetic metal "(Review)" as a literature review. The influence of plasma excitations in metal layers, the contribution of interfaces to the Kerr magneto-optical effect, and the influence of light reflected from the interfaces on the Kerr and Faraday magneto-optical effects in multilayer nanofilms are discussed.

The method of preparation and characteristics of the multilayer nanofilms [Co(111)/Cu(111)]₂₀ under study are described in the second section "Samples and research methods". The thicknesses of the ferromagnetic layers were invariable in all films and have nominal magnitude $d_{\text{Co}} = 0,8$ nm (4 atomic layers), and the thicknesses of the non-magnetic layers varied from $d_{\text{Cu}} = 0,6$ nm to $d_{\text{Cu}} = 2,0$ nm. The data on the structural features of films have been given, from which it is known that the films grow in the form of columnar grains, within which the Co and Cu layers have a cubic face-centered structure. The optical schemes and operation principles of the magneto-optical setup, the main characteristics of its constituents, the sensitivity and accuracy of measurements of the rotation angles of the polarization ellipse axis and the ellipticity of the magneto-optical Kerr and Faraday effects are also described in this section. The method of measuring the magnetoresistive effect, the method of determination of magnetization for the films by measuring the magnetic moment of the films with using the quantum magnetometer and the method of obtaining an image of the film surface with using an atomic force microscope are also described here.

The results of measurements and analysis of the Faraday rotation φ dependences of the films on magnetic field are presented in third section "Faraday effect in nanofilms [Co(0,8 HM)/Cu(0,6 ..2,0 HM)]₂₀". An unexpected increase in the Faraday angle with increasing thickness of magneto-optically inactive Cu layers has been detected. The increasing character of the dependence $\varphi(d_{\text{Cu}})$ has been described

within the approximation of the effective medium, for which the optical and magneto-optical constants of Co and Cu were taken as for bulk metals. Increase in the Faraday angle is caused by an increase in the contribution to the effect from the multiple light reflection from interfaces of the films due to dependence of the intensity of the reflected light on thickness of the Cu layers.

In addition to the increase of φ with increasing of d_{Cu} , the dependence $\varphi(d_{\text{Cu}})$ was also characterized by the presence of two minima at the thickness of copper layers $d_{\text{Cu}} = 1.0$ and 1.8 nm, at which between adjacent ferromagnetic layers of Co in multilayer films Co/Cu(111) antiferromagnetic exchange coupling appears. It has been shown that the observed property at magnetic saturation is associated with decreasing in magnetization of Co layers due to increasing in the number of "lost spins" (individual Co atoms and their small clusters) during the film formation process. Magnetizations of the films, determined from the Faraday effect, correlate with the data, which have been obtained by direct measurements of the magnetization on a quantum magnetometer for several films. This property confirms the legitimacy of the method used to determine the magnetization of the Faraday effect.

Taking into account sensitivity of the magnetoresistive effect to existence of clusters from ferromagnetic atoms in the films, measurements of electrical resistance as a function of magnetic field $MR(H)$ have been carried for all films under study in the longitudinal geometry of the experiment, when the direction of the external magnetic field coincides with the direction of the electric current, passed through the film. The results of these measurements and their analysis are given in the fourth section "Features of magnetoresistive properties of the films [Co(0,8 nm)/Cu(0,6 nm .. 2,0 nm)]₂₀ in dependence of the copper layer thickness in them". Far from saturation character of the obtained dependences $MR(H)$ indicated the presence of superparamagnetic Co clusters in all the films. The dependences of the electrical resistance on magnetic field were approximated by two models, which describe scattering of conduction electrons on superparamagnetic clusters of two sizes and ferromagnetic cobalt blocks. From approximations of $MR(H)$ dependences by expressions based on Langevin functions it was revealed correlation between the

sizes of superparamagnetic cobalt clusters and existence of exchange coupling between adjacent ferromagnetic cobalt layers.

This correlation manifested itself in reduction of average harmonically weighted magnetic moments of superparamagnetic clusters $\langle \mu \rangle$ in the films with antiferromagnetic exchange coupling, which have thicknesses of copper layers $d_{\text{Cu}} = 1.0$ and 1.8 nm. The fourth section is also supplemented by the results of low-temperature measurements of the film with $d_{\text{Cu}} = 1.8$ nm on the quantum magnetometer. Magnetic moment of the film in the field 50 E during heating, after cooling without a field and in the field 700 E has been measured as a function of temperature. Obtained dependencies testified about existence in the film a set of superparamagnetic clusters with the blocking temperature of their main mass near $T = 68$ K. Calculated values of the magnetic constants of anisotropy $K = 2,5 \cdot 10^7$ erg/cm³ and $K = 6,2 \cdot 10^7$ erg/cm³ for the average harmonically weighted magnetic moments, which were obtained from the approximations of the $MR(H)$ dependence of this film by the two models, were close to the characteristic value $3 \cdot 10^7$ erg/cm³ of K for Co granules. These data confirm the legitimacy of chosen approach for analysis of magnetoresistive properties of the films. Study of the film surface by atomic force microscopy for several films has showed that in the films with $d_{\text{Cu}} = 0.9$ and 1.8 nm, which have more fragmented layers of Co and antiferromagnetic exchange coupling between these layers, the surface is more defective compared to the film with $d_{\text{Cu}} = 1.5$ nm, in which the Co layers are less.

The fifth section "Peculiarities of the longitudinal magneto-optical Kerr effect dependences in $[\text{Co}(0,8 \text{ HM})/\text{Cu}(0,6 \dots 2,0 \text{ HM})]_{20}$ films on magnetic field strength" presents the results of measurements and analysis of dependences of Kerr angles of rotation θ on magnetic field strength. In contrast to the Faraday effect, at investigation of the longitudinal Kerr effect it has been studied the state of polarization of light reflected from the films. In the longitudinal geometry of measurements the magnetic field lays in the plane of the film. Under such conditions, the demagnetization field strength is close to zero $H_{\text{dem}} = 0$, that gave an opportunity to determine the magnitude of the magnetic field H^* for each film, which is close to

the field of antiferromagnetic exchange interaction between the Co layers. The obtained dependence $H^*(d_{\text{Cu}})$ with sharp maxima at $d_{\text{Cu}} = 0.9$ and 1.8 nm correlates with the dependences $H_{\text{exch}}^{\text{AF}}(d_{\text{Cu}})$, which are characteristic for the multilayer Co/Cu(111) systems.

In order to describe the magnetic field dependences of the Kerr rotation $\theta(H)$ of the films, the lognormal distribution has been used in the work. The distribution functions of superparamagnetic clusters in magnitude of their magnetic moment have been obtained and the mean harmonic magnetic moments $\bar{\mu}$ of superparamagnetic cobalt clusters have been calculated for each the film. The obtained dependence $\bar{\mu}(d_{\text{Cu}})$ is characterized by the minima at $d_{\text{Cu}} = 0.9$; 1.35 and 1.8 nm, which correspond to extremes of exchange coupling between adjacent Co layers in the films $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_m$. It should be noted that the dependence $\bar{\mu}(d_{\text{Cu}})$ correlates with the dependence $\langle\mu\rangle(d_{\text{Cu}})$, which has been obtained from magnetoresistive measurements of the films under study, which confirms the correctness in the chosen method for description of the magneto-optical dependences $\theta(H)$ of the films.

During experimental studying of the magneto-optical longitudinal Kerr effect of the films it has been also revealed increase in the rotation angle of the polarization plane of light for the films, whose thicknesses of copper correspond to both antiferromagnetic ($d_{\text{Cu}} = 0.9$ and 1.8 nm) and ferromagnetic ($d_{\text{Cu}} = 1.35$ nm) exchange coupling between ferromagnetic layers, for which the average harmonic magnetic moments $\bar{\mu}$ are much smaller, in comparing with the films of similar thickness. It has been shown in the work that this feature is associated with increase in degree of fragmentation of the ferromagnetic Co nanolayers. The spectral measurements of the Kerr ellipticity for the film with $d_{\text{Cu}} = 1.8$ nm at the same geometry of the experiment has shown that the observed increasing of Kerr effect is associated with the hybridization of the electron zones of cobalt and copper in the Co/Cu interfaces. The revealed features of magneto-optical and magnetoresistive properties of $[\text{Co}(111)/\text{Cu}(111)]_{20}$ films allowed to conclude that different fragmentation of Co layers at different thickness of Cu layers occurs due to different conditions of Co and

Cu layer condensation during the film production. Namely, existence of resonant electronic states in the Cu layers under conditions of electronic quantum space effect leads to change in surface energy, which affects the conditions of deposition of cobalt atoms on the copper surface and their diffusion and also affects to appearing of smaller superparamagnetic clusters and increasing the number of "lost spins".

The obtained results demonstrate the high sensitivity of the magneto-optical methods to changes in structural characteristics of the multilayer "ferromagnetic/non-magnetic metal" nanofilms, that allows to use them for controlling the structure of composite nanofilms, and shows the possibility for increasing of the Faraday and Kerr rotation in multilayer nanofilms "ferromagnetic/non-magnetic metal" by changing the non-magnetic layer thickness, that can be used in development of devices for magnetophonics.

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

Список публікацій здобувача

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.
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.
3. Reduction of superparamagnetic clusters in the [Co/Cu(111)]_n 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.
4. Linear in magnetic field increase of the magneto-optical Kerr effect in multilayered Co/Cu films / **I.M. Lukienko**, M.F. Kharchenko, V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko // *Func. Mat.* – 2008. – V. 15, № 1. – P. 56–62.
5. Magnetic field induced increase of the longitudinal Kerr effect in multilayer Co/Cu(111) films / **I. N. Lukienko**, N. F. Kharchenko, V. V. Zrchenko, A.N. Stetsenko // *Low Temp. Phys.* – 2007. – V. 33, №11. – P. 992–998.
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)]₂₀ 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 багатосарових наноплівках [Co/Cu(111)]_n 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)]₂₀ 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.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	20
РОЗДІЛ 1. МАГНЕТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАДТОНКИХ ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВОК ТА ПЕРІОДИЧНИХ НАДСТРУКТУР «ФЕРОМАГНІТНИЙ/НЕМАГНІТНИЙ МЕТАЛ» (ОГЛЯД).....	26
1.1. Магнетооптичні ефекти Фарадея і Кера в феромагнітних металах.....	26
1.2. Магнетооптичні ефекти в надтонких феромагнітних плівках.....	32
1.3. Вплив квантового електронного розмірного ефекту на магнетооптичні властивості структур «феромагнітний/немагнітний/феромагнітний метал».....	35
1.4. Вплив плазмових збуджень та інтерфейсів на магнетооптичні ефекти в наноплівках.....	42
РОЗДІЛ 2. ЗРАЗКИ І МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	48
2.1. Плівки $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})(111)]_{20}$. Умови виготовлення і характеристики.....	48
2.2. Експериментальна установка і методика вимірювань магнетооптичних ефектів Кера і Фарадея.....	51
2.2.1. Основні складові магнетооптичної установки, її параметри і оптична схема.....	51
2.2.2. Методика реєстрації кута повороту осі еліпса поляризації світла при вимірах ефекту Фарадея і поздовжнього магнетооптичного ефекту Кера.....	56
2.2.3. Спосіб вимірювання еліптичності при магнетооптичних ефектах Кера і Фарадея.....	65
2.3. Вимірювання змін електричного опору плівок $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$ в магнітному полі.....	69

2.4. Вимірювання намагніченості плівок SQUID-магнетометром.....	70
2.5. Отримання зображення поверхні плівки за допомогою атомного силового мікроскопу.....	72
РОЗДІЛ 3. ЕФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПЛІВКАХ $[\text{Co}/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$	75
3.1. Монотонні зміни Фарадеєвого обертання.....	75
3.2. Немонотонні зміни Фарадеєвого обертання.....	83
Висновки.....	88
РОЗДІЛ 4. МАГНЕТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВОК $[\text{Co}/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$	89
4.1. Апроксимація залежностей зміни електроопору від магнітного поля плівок моделями розсіяння електронів провідності.....	89
4.2. Визначення середніх магнітних моментів суперпарамагнітних частинок плівок.....	94
4.3. Магнітні низькотемпературні виміри плівки $[\text{Co}/\text{Cu}(1,8 \text{ нм})]_{20}$	97
4.4. Дослідження рельєфу поверхні плівок за допомогою атомного силового мікроскопу.....	99
Висновки.....	100
РОЗДІЛ 5. ПОЗДОВЖНІЙ МАГНЕТООПТИЧНИЙ ЕФЕКТ КЕРА В ПЛІВКАХ $[\text{Co}/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$	101
5.1. Апроксимація залежностей кута $\theta(H)$ з урахуванням логнормального розподілу СПМ кластерів за величиною їх магнітних моментів.....	104
5.2. Виділення на залежностях $\theta(H)$ лінійного наростання, спричиненого антиферомагнітною обмінною взаємодією між сусідніми шарами Co.....	112
5.3. Підсилення магнетооптичного поздовжнього ефекту Кера в плівках з обмінним зв'язком між суміжними шарами.....	115
5.4. Спектральні виміри еліптичності при поздовжньому магнето-	

оптичному ефекті Керра.....	121
5.5. Причини виявленої фрагментації шарів Со у плівках [Co(111)/Cu(111)] _m	124
Висновки.....	125
ВИСНОВКИ.....	127
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	129
ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	141
ДОДАТОК В. ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ	144

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

M – намагніченість

H – напруженість магнітного поля

T – температура

φ – кут обертання осі еліпса поляризації при ефекті Фарадея

θ – кут обертання осі еліпса поляризації при ефекті Кера

η – еліптичність при ефекті Кера

Ω – частота електричної напруги, яка подається на модулятор

ω – частота світла

ε – діелектрична проникність середовища

ФМ – феромагнетик, феромагнітний

АФМ – антиферомагнетик, антиферомагнітний

НМ – немагнітний метал

ГМР – гігантський магнеторезистивний ефект

АСМ – атомний силовий мікроскоп

ВСТУП

Актуальність теми. Багатошарові металічні наноплівки, основу яких складають по чергово осажені 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-Іосіда 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 надграток. 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 надгратки є простими у виготовленні наноструктурами, на яких зручно вивчати вплив перекриття електронних орбіталей атомів металів різного типу на властивості композитних матеріалів. Штучні антиферомагнітні

надгратки використовують як модельні об'єкти для вивчення магнітних станів і процесів намагнічування складних антиферомагнітних структур в залежності від керованих змін взаємодії між підгратками. 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 наноплівки 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 поляриметрия 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» Co/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 плівках 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 Фарадеєвого 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 надграток, у складі яких є шари Co/Cu/Co, а також для розробки багатшарових 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 багатшарових 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 Фарадеєвого 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].

РОЗДІЛ 1
МАГНЕТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАДТОНКИХ
ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВОК ТА ПЕРІОДИЧНИХ НАДСТРУКТУР
«ФЕРОМАГНІТНИЙ/НЕМАГНІТНИЙ МЕТАЛ»
(ОГЛЯД)

1.1 Магнетооптичні ефекти Фарадея і Кера в феромагнітних металах

Ефектом Фарадея називають обертання площини поляризації лінійно поляризованого світла, яке розповсюджується крізь намагнічене середовище [16, 17]. Його ще називають магнітним обертанням площини поляризації. Ефект Фарадея – непарний по намагніченості магнетооптичний ефект. При зміні напрямку намагнічування змінюється напрямок обертання поляризації. Кут повороту площини поляризації при ефекті Фарадея φ в слабомагнітних речовинах (парамагнетиках і діамагнетиках) в достатньо слабких полях (в діамагнетиках слабкими можуть бути і поля, більші за 10^6 Ерстед) лінійно залежить від напруженості магнітного поля H і пропорційний шляху d , який світло пройшло в речовині

$$\varphi = VNd. \quad (1.1)$$

Параметр V у виразі - коефіцієнт Верде, який залежить від властивостей середовища, довжини хвилі світла і температури. У випадку феромагнетиків і феримагнетиків кут Фарадеєвого обертання пов'язують з намагніченістю M і коефіцієнтом Кундта K :

$$\varphi = KMd \quad (1.2)$$

Якщо площина поляризації повертається за часовою стрілкою для спостерігача, який дивиться назустріч світлу, то Фарадеєвий кут повороту вважають додатнім, а якщо проти годинникової стрілки – від'ємним. На відміну від випадку природного оптичного обертання, багатократне відбивання світла і проходження його крізь намагнічену речовину призводить до збільшення Фарадеєвого кута у відповідну кількість разів.

Ефект фарадея, як і інші анізотропні оптичні ефекти в прозорих середовищах зручно описувати, користуючись уявленням про власні оптичні моди – світлові хвилі, які, розповсюджуючись, зберігають свою поляризацію без змін. В випадку розміщених в полі ізотропних речовин власними оптичними модами є право- і ліво-циркулярно поляризовані хвилі, що розповсюджуються з різними швидкостями. Різниця між показниками заломлення для цих хвиль виникає завдяки впливу магнітного, або ефективного обмінного поля, на ймовірності та частоти електронних переходів. Через різні швидкості розповсюдження циркулярно поляризовані хвилі після проходження товщини d мають різні фази і завдяки інтерференції відновлюють плоско поляризовану хвилю, азимут поляризації якої змінюється на кут $\varphi = 2\pi(n_+ - n_-)/\lambda$. Тут n_+ і n_- - показники заломлення для циркулярно поляризованих хвиль. В більш загальному випадку поглинаючого середовища, світло, що вийшло із зразка, стає еліптично поляризованим.

Для опису магнетооптичних ефектів використовують тензор діелектричної проникності $\hat{\epsilon}$. Для ізотропного середовища цей тензор можна представити у вигляді суми симетричного і антисиметричного тензорів, які в системі координат, де вісь Z направлена вздовж вектора намагніченості, мають вигляд

$$\hat{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & i\epsilon_{yx} & 0 \\ -i\epsilon_{zy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (1.3)$$

де $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \neq \epsilon_{zz}$.

Компоненти тензора діелектричної проникності у загальному випадку комплексні $\epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + i\epsilon''_{ij}$. Їх величини залежать від намагніченості. Симетричні компоненти тензора $\hat{\epsilon}$ є парні функції намагніченості, антисиметричні – непарні, $\epsilon_{ij}(\mathbf{M}, \omega) = \epsilon_{ji}(-\mathbf{M}, \omega)$. При оптичних частотах, коли $\mu = 1$, вирази для кутів Фарадаєвого обертання φ і еліптичності ζ при врахуванні лише лінійних по намагніченості добавок до компонент тензора $\hat{\epsilon}$ мають вигляд:

$$\varphi = \frac{\omega d}{2c} \frac{k\varepsilon'_{xy} - n\varepsilon''_{xy}}{n^2 + k^2}, \quad (1.4)$$

$$\xi = \frac{\omega d}{2c} \frac{n\varepsilon'_{xy} + k\varepsilon''_{xy}}{n^2 + k^2}. \quad (1.5)$$

Показник заломлення n і коефіцієнт екстинції k визначаються діагональними компонентами тензора $\hat{\mathcal{E}}$

$$\varepsilon'_{xx} = n^2 - k^2 \quad (1.6)$$

$$\varepsilon''_{xx} = 2nk. \quad (1.7)$$

Рисунки 1.1 (а – г) ілюструють появу поворота осі поляризації світла і його еліптичності в ефекті Фарадея.

Магнетооптичними ефектами Кера називають вплив намагніченості речовини на поляризацію або інтенсивність (в залежності від геометрії експерименту) світла, відбитого від поверхні цієї речовини. В залежності від напрямку намагнічування, розрізняють полярний, поздовжній і екваторіальний ефекти Кера. В дисертаційній роботі представлено результати вимірів поздовжнього ефекту Кера наноплівки $[\text{Co/Cu}]_m$, для геометрії якого характерною є орієнтація напрямку намагнічування паралельно поверхні зразка, на яку падає світло, і паралельно площині падіння світла. Проявляється поздовжній ефект Кера у повороті осі еліпса поляризації на кут θ (Керовий кут обертання) і у появі еліптичності поляризації η відбитого світла.

Поворот площини поляризації виникає внаслідок того, що при відбиванні з'являється компонента поляризації такого типу, якого не було в падаючому світлі. Компоненти поляризації падаючої і відбитої хвиль зв'язані матрицею коефіцієнтів відбивання:

$$\begin{pmatrix} E'_s \\ E'_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix} \quad (1.8).$$

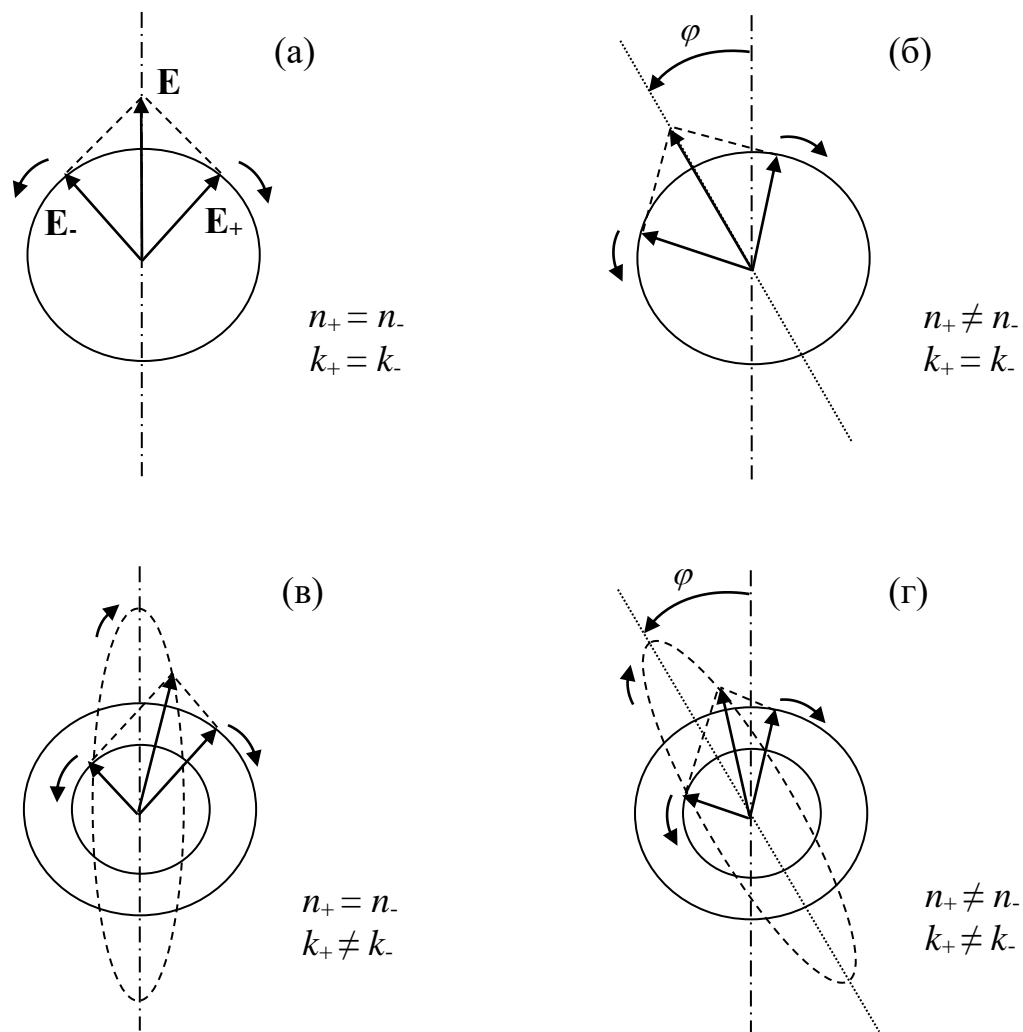


Рис. 1.1. Суперпозиція двох циркулярно поляризованих хвиль на виході із зразка призводить до: (а) – відсутності магнетооптичного ефекту, (б) – повороту площини поляризації на кут φ , (в) – появи еліптичності, (г) – повороту осі еліпса поляризації і появи еліптичності.

Для випадку, коли світло відбивається від границі двох середовищ з показниками заломлення n_1 і n_2 (рис. 1.2) Керове обертання і еліптичність визначаються як [20]

$$\theta = \operatorname{Re}\left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}}\right) = \operatorname{Im} \frac{[\sin \alpha \rho^2 (\sin \alpha \tan \alpha + \sqrt{\rho^2 - \sin^2 \alpha})]}{(\rho^2 - 1)(\rho^2 - \tan^2 \alpha) \sqrt{\rho^2 - \sin^2 \alpha}} Q \quad (1.9)$$

і

$$\eta = \operatorname{Im}\left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}}\right) = \operatorname{Re} \frac{[\sin \alpha \rho^2 (\sin \alpha \tan \alpha) + \sqrt{\rho^2 - \sin^2 \alpha}]}{(\rho^2 - 1)(\rho^2 - \tan^2 \alpha) \sqrt{\rho^2 - \sin^2 \alpha}} Q, \quad (1.10)$$

відповідно, де α – кут падіння світла. Параметр $\rho = n_2/n_1$ характеризує відношення між показниками заломлення світла суміжних середовищ, а параметр $Q = \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}}$ – відношення між антисиметричними і симетричними компонентами тензора діелектричної проникності, який для випадку намагнічування в геометрії поздовжнього ефекту Кера, коли намагнічування відбувається у площині зразка, паралельно осі Y і площині падіння світла, записується у формі

$$\hat{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & -\epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{xz} & 0 & \epsilon_{zz} \end{vmatrix},$$

де $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \neq \epsilon_{zz}$.

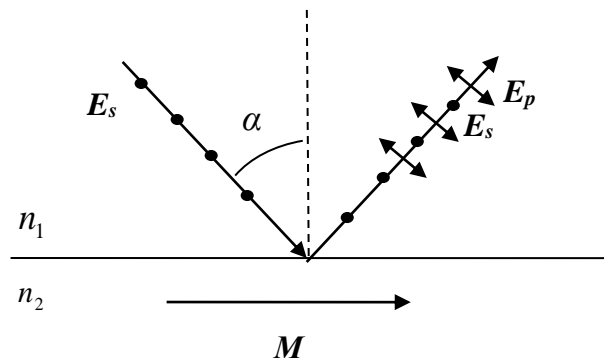


Рис. 1.2. Геометрія спостереження поздовжнього ефекту Кера.

Серед причин виникнення магнетооптичних ефектів Фарадея і Кера в ферромагнетиках можна виділити такі:

1. На рух електронів провідності металів, які розміщені у зовнішньому магнітному полі, впливає сила Лоренца, направлена перпендикулярно до напрямку їх руху. Це призводить до появи поперечної Холовської складової струму і, як наслідок, до поперечної складової електричного поля в світловій хвилі, яка відбилася від поверхні зразка чи пройшла крізь нього при вимірах магнетооптичних ефектів Кера чи Фарадея, відповідно. В ферромагнетиках

струм Холла з'являється завдяки їх спонтанній намагніченості і ефект Холла називають феромагнітним або аномальним [21].

2. Неподалік від смуг поглинання металів збільшується внесок від міжзонних електронних переходів. Механізм появи магнетооптичних ефектів можна пояснити, проводячи аналогію з розщепленням електронних енергетичних рівнів атомів на підрівні при ефекті Зеемана. При цьому енергетичні зони металу слід розглядати як розширені енергетичні рівні ізольованих атомів. В зовнішньому магнітному полі лінія електронного переходу розщеплюється на Зееманівський триплет, крайні компоненти якого в геометрії ефекту Фарадея, коли світло розповсюджується уздовж магнітного поля, відповідають електронним переходам із зміною проекції моменту імпульса на одиницю (переходи з перевертанням спіну). Згідно з правилами відбору по магнітному квантовому числу такі електронні переходи відбуваються при поглинанні циркулярно поляризованих фотонів, що в геометрії ефекту Фарадея призводить до появи власних циркулярних світлових мод середовища. В феромагнітному металі Зееманівським циркулярно поляризованим підрівням будуть відповідати енергетичні зони із спіном «вгору» і спіном «вниз», зміщених відносно одне одного ефективним внутрішнім магнітним полем. Цим ефективним полем є поле Вейса ($10^6 - 10^7$ Е), яке виникає завдяки обмінній взаємодії між електронами. Поле Вейса впливає на рух електронів, що призводить до появи електричного струму. Інакше кажучи, електрон, який рухається по орбіті в атомі, взаємодіє із власним спіновим магнітним моментом, що призводить до розщеплення електронних станів – спін-орбітальна взаємодія. Спричинене спін-орбітальним розщепленням зняття виродження для станів із спіном «вгору» і спіном «вниз» супроводжується різницею заселеності цих станів, що впливає на різницю в інтенсивності міжзонних електронних переходів за участі цих станів при поглинанні право- і ліво-циркулярно поляризованих фотонів і призводить, в свою чергу, до появи магнетооптичних ефектів Фарадея і Кера [18, 21, 22].

3. Відомо, що під впливом постійного зовнішнього магнітного поля чи внутрішнього ефективного поля анізотропії магнітні моменти електронної системи феромагнетика прецесують як одне ціле поблизу положень рівноваги. У зовнішньому змінному поперечному магнітному полі амплітуда вимушеної прецесії може досягати максимуму, коли частота змінного поля співпадає із власною частотою прецесії (явище феромагнітного резонансу). Амплітуда вимушеної прецесії, коли зовнішніми змінними полями є магнітні поля право- і ліво-циркулярно поляризованих електромагнітних хвиль, є різними, що у загальному випадку приводить до магнітного циркулярного двозаломлення світла в середовищі, де ці хвилі розповсюджуються. В даному випадку ми маємо справу не із впливом намагніченості на рух електричного заряду, а безпосередньо з *намагнічуванням феромагнетика магнітним полем електромагнітної хвилі*. Внесок цього механізму у появу подвійного циркулярного двозаломлення є вагомим переважно в діапазоні надвисокочастотного (НВЧ) випромінювання. В діапазоні оптичних частот цей механізм може відігравати основну роль в спектральних областях, де внесок від електродипольних переходів є малим [23].

1.2. Магнетооптичні ефекти в надтонких феромагнітних плівках

Як видно з вир. (1.4) і (1.5), у випадку відбивання світла від масивних феромагнітних металів магнетооптичний ефект Кера не залежить від їх товщини, а задається лише оптичними і магнетооптичними константами суміжних середовищ. Проте, якщо товщина d досліджуваного зразка менша за глибину проникнення світла, то і кут Керового обертання і еліптичність мають чітко виражені залежності від d . При цьому початкові ділянки цих залежностей, де товщина нараховує декілька атомних шарів, є близькими до лінійних. Так, наприклад, на рис. 1.3 показано залежності Керового обертання і еліптичності надтонких плівок Fe від їх товщини, отримані в роботі [26] у поздовжній

геометрії експерименту для випадку E_s – і E_p – поляризацій падаючого світла (рис. 1.3(a) і рис. 1.3(b), відповідно).

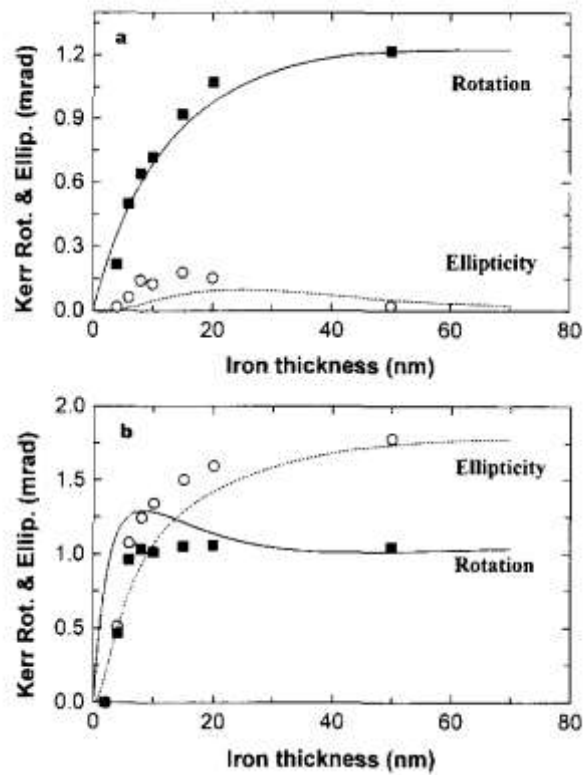


Рис. 1.3. Експериментально отримані значення Керового обертання (■) і еліптичності (○) як функції від товщини шару Fe для E_s -поляризації (a) і E_p -поляризації (b). Лініями показано розрахункові криві.

В роботі [27] показано, що еліптичність при полярному ефекті Кера плівок Co, виготовлених на Cu(111) методом молекулярної епітаксії, лінійно збільшується при збільшенні товщини до $\sim 50 \text{ \AA}$, досягає максимуму поблизу $\sim 120 \text{ \AA}$ і наближається до насичення при товщині $> 400 \text{ \AA}$ (рис. 1.4). Максимум еліптичності поблизу $\sim 120 \text{ \AA}$ автори пов'язують із додатковим внеском від відбивання світла від інтерфейсу Co/Cu. На рис. 1.4 також показано залежності Керової еліптичності від сумарної товщини багат шарових плівок Co/Cu, які мають різну товщину шарів Co і Cu, а залежності від товщини лише шарів Co представлені на рис. 1.5.

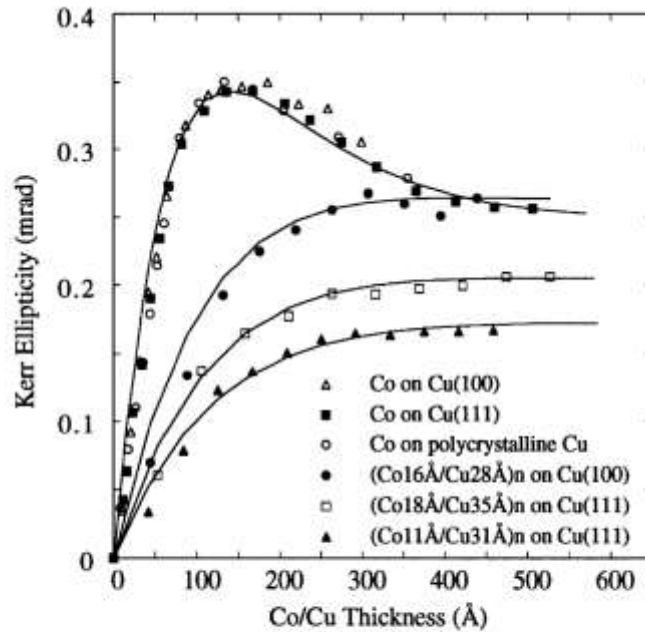


Рис. 1.4. Керова еліптичність гетероструктур Co/Cu як функція від сумарної товщини плівки. Лінії – розрахункові криві, отримані за умови, що плівки є ультра тонкими, їх сумарна оптична товщина набагато менша за довжину хвилі світла $\sum n_i d_i \ll \lambda$ [27].

Пряма лінія на рис. 1.5 демонструє так званий магнетооптичний закон адитивності (magneto-optic additivity law), який виконується для надтонких плівок, коли їх сумарна оптична товщина набагато менша за довжину хвилі світла $\sum n_i d_i \ll \lambda$, і шари немагнітного металу не впливають на величину магнетооптичного ефекту Кера.

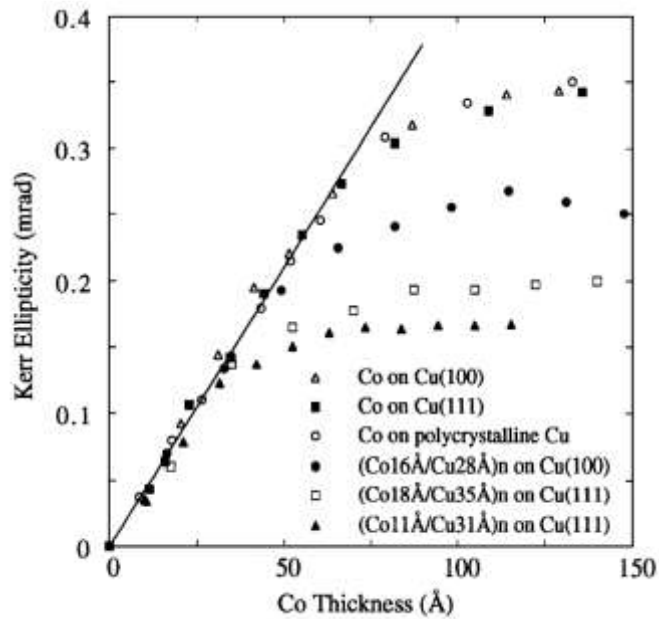


Рис. 1.5. Керова еліптичність як функція від товщини шарів Co. Пряма лінія демонструє магнетооптичний закон адитивності, який виконується для надтонких плівок [27].

1.3. Вприв квантового електронного розмірного ефекту на магнетооптичні властивості структур «ферромагнітний/немагнітний/ферромагнітний метал»

В металічних наноплівках, товщина яких співставна з довжиною вільного пробігу електронів провідності, суперпозиція електронних хвиль, які відбилися від інтерфейсів і поверхні плівок, може призводити до появи резонансних спінополяризованих станів квантових ям [28, 29]. Завдяки просторовому перерозподілу спінової густини в об'ємі немагнітного (НМ) шару, який виникає при появі таких резонансних станів, у випадку сендвічевих «ферромагнітний/немагнітний/ферромагнітний метал» наноплівок чи багат шарових «ферромагнітний/немагнітний метал» наноплівок між сусідніми ферромагнітними (ФМ) шарами виникає обмінний РККІ-зв'язок, знак якого і величина залежать від товщини НМ шару. Додаткові електронні переходи на стани квантових ям можуть значно впливати на магнетооптичні властивості плівок.

Як показано в роботі [30] квантовий розмірний ефект у плівці (001) Fe, яка обмежена шарами (001) Au в сендвічевій клиноподібній структурі Au/Fe/Au (рис. 1.6 (а)), призводить до появи додаткових електронних переходів на дозволені стани квантових ям поблизу рівня Фермі. Спектри Керового обертання (рис. 1.6 (б)) і еліптичності, отримані в полярній геометрії експерименту, мають немонотонний осцилюючий характер. При цьому положення екстремумів змінюється в залежності від товщини шару Fe, як показано на рис. 1.6 (б). Слід зазначити, що при іншій орієнтації кристалографічних площин Fe(110)/Au(111) жодних осциляцій не було виявлено [31].

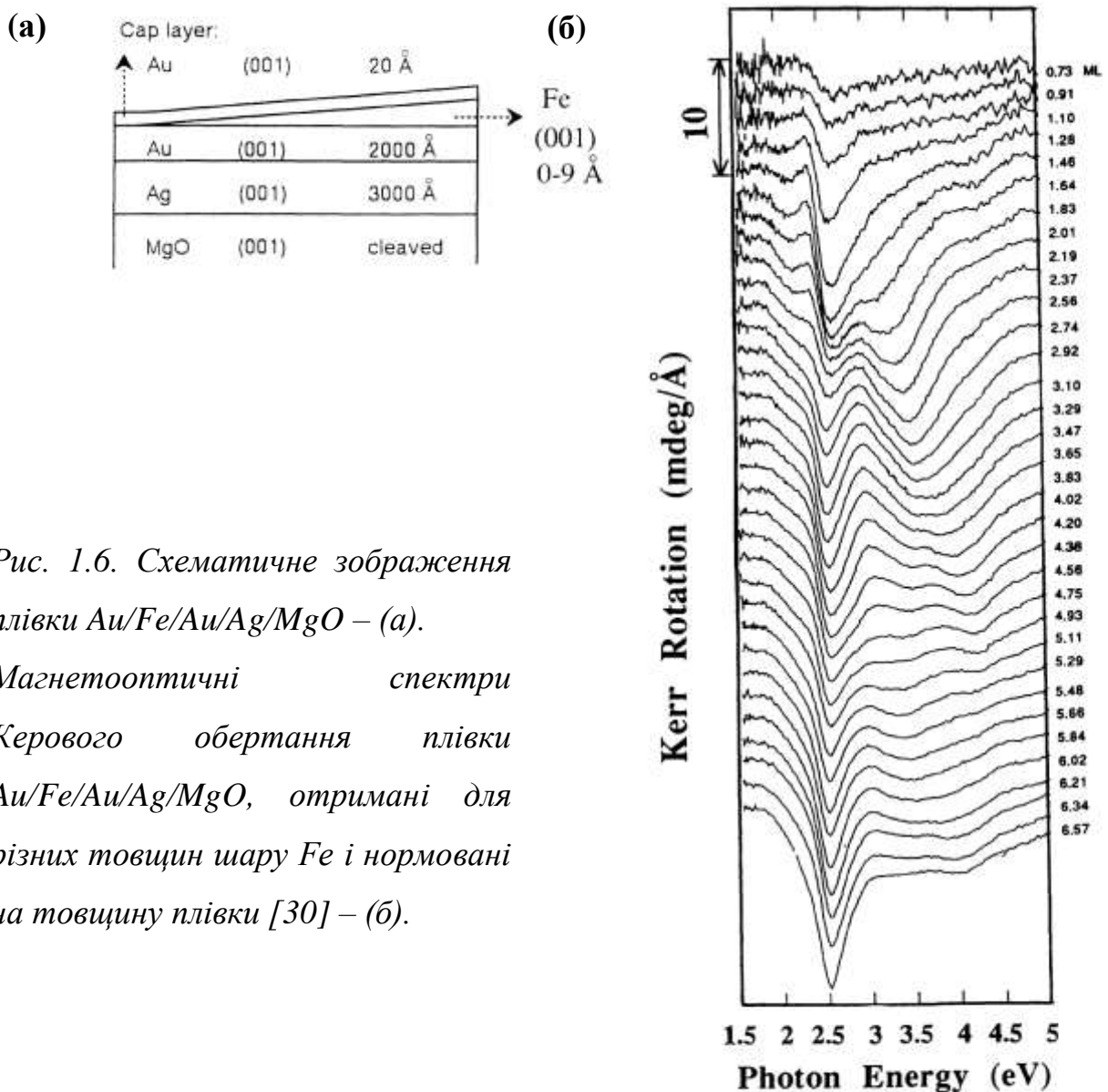


Рис. 1.6. Схематичне зображення плівки Au/Fe/Au/Ag/MgO – (а).

Магнетооптичні спектри Керового обертання плівки Au/Fe/Au/Ag/MgO, отримані для різних товщин шару Fe і нормовані на товщину плівки [30] – (б).

Схожі спектральні залежності, як і на рис. 1.6 (б), спостерігали також при дослідженнях полярного ефекту Кера структури Au/Co(100)/Au/Ag/MgO (рис. 1.7 (а)), в якій шар Co клиноподібний [31]. На спектрах Керового обертання (рис. 1.7 (б)) і еліптичності в діапазоні електромагнітного випромінювання 3,0 – 4,7 еВ було виявлено нові піки, які при збільшенні товщини феромагнітного шару Co зсувалися у напрямку більших значень енергії світла. Як було показано в роботі [33], найбільш виразний пік поблизу 2,5 еВ на спектральних залежностях Керового обертання плівок, в яких шар феромагнітного металу обмежений шарами Au, пов'язаний з плазмовими збудженнями і мінімумом оптичного відбивання у Au.

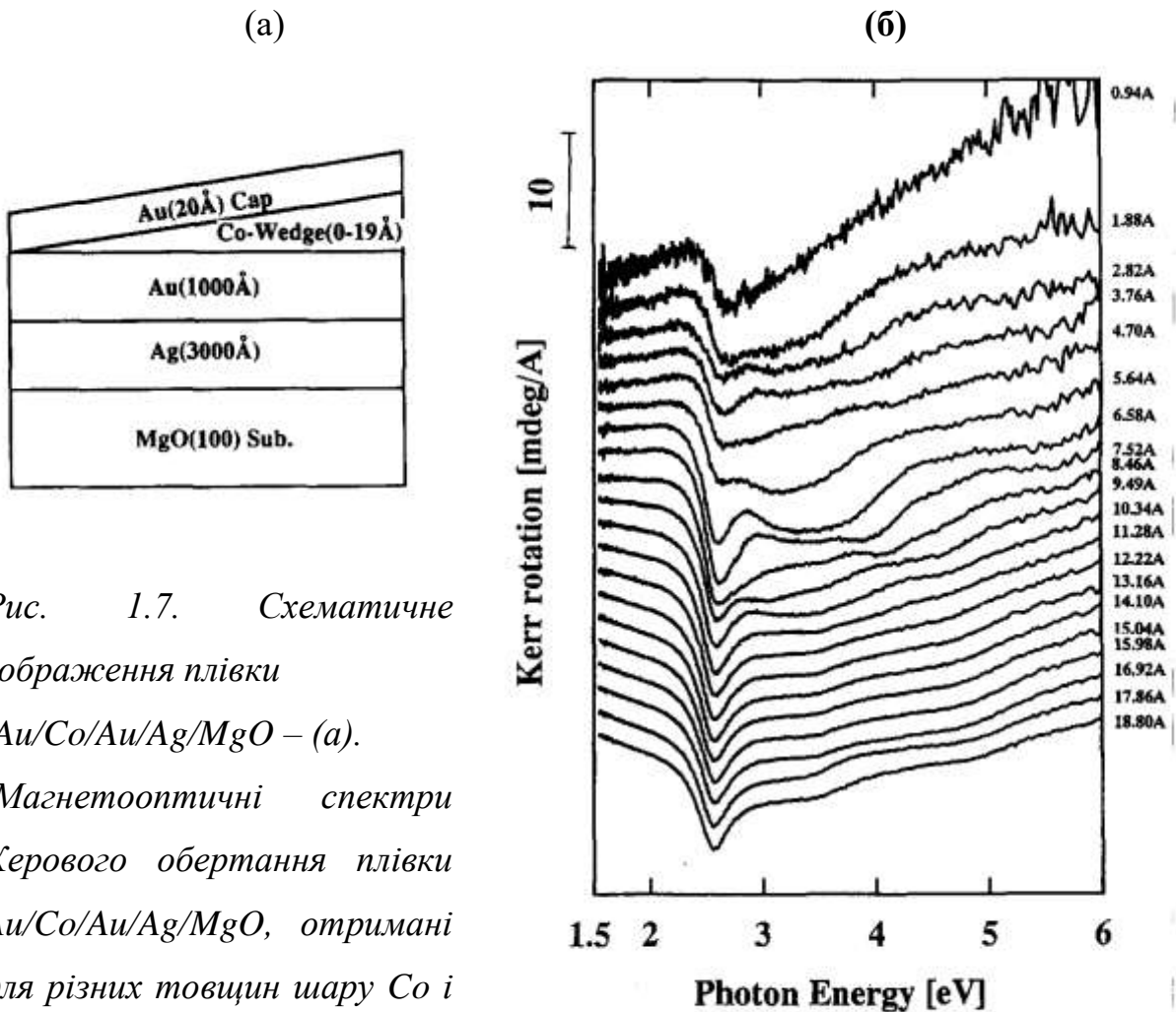


Рис. 1.7. Схематичне зображення плівки

Au/Co/Au/Ag/MgO – (а).

Магнетооптичні спектри Керового обертання плівки Au/Co/Au/Ag/MgO, отримані для різних товщин шару Co і нормовані на товщину плівки [31] – (б)

В роботі [30] було показано, що залежність ефекту Керра плівок (001)Au/(001)Fe/(001)Au від товщини феромагнітного шару також має осцилюючий характер. В теоретичних роботах [34, 35] і в експериментальній [36] на прикладі плівок Fe/Pd показано, що осциляції поперечного ефекта Керра плівок можуть бути спричинені змінами уявної складової недіагональної компоненти тензора діелектричної проникності (рис. 1.8), яка характеризує міжзонну густину електронних станів.

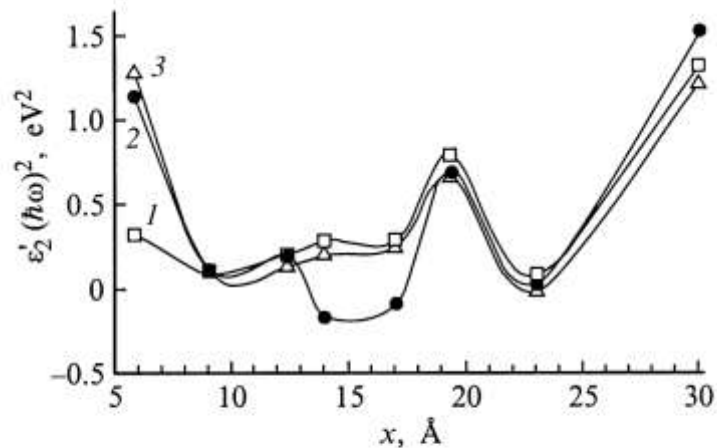


Рис. 1.8. Залежність величини $\varepsilon'_2(\hbar\omega)^2$ (ε'_2 - уявна складова недіагональної компоненти тензора діелектричної проникності) для плівок $Fe(x\text{Å})/Pd(30\text{Å})$ від товщини x магнітного прошарку Fe при різних значеннях енергії падаючого світла: 1.5 eV – 1, 2.5 eV – 2, 3.5 eV – 3 [36].

Збільшення магнетооптичного ефекту Керра сендвічевих ФМ/НМ/ФМ і багатошарових ФМ/НМ наноплівок в деяких роботах пов'язують з антиферомагнітним обмінним РККІ-зв'язком, який виникає між ФМ шарами плівок через електрони провідності НМ шару [37, 38]. В роботі [38] при дослідженні магнетооптичних спектрів Керрового обертання набору багатошарових плівок $Co(2\text{ нм})/Cu$ були виявлені зміни їх магнетооптичних властивостей при вимірах як в полярній геометрії експерименту, так і в поздовжній (рис. 1.9). Значне збільшення Керрового обертання плівок з

антиферомагнітним обмінним зв'язком між сусідніми шарами Co автори пов'язували зі змінами оптичних властивостей шарів Cu, які вплинули на зменшення ефективного показника заломлення плівок.

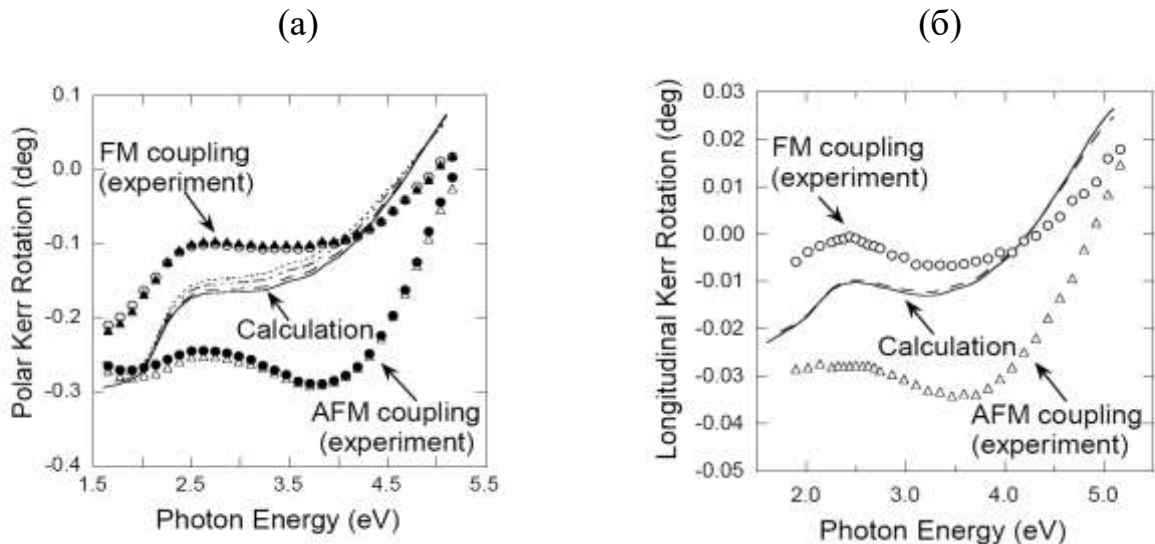


Рис. 1.9. Експериментальні і розрахункові (лінії) спектри Керового обертання багатошарових плівок Co/Cu з товщиною шарів міді $d(\text{Cu}) = 0,8$ нм (зафарбовані кружки), $d(\text{Cu}) = 0,9$ нм (пусті трикутники), $d(\text{Cu}) = 1,1$ нм (пусті кружки) і $d(\text{Cu}) = 1,3$ нм (зафарбовані трикутники) в полярній (а) і поздовжній (б) геометрії експерименту [38].

В деяких роботах зміни магнетооптичних властивостей сендвічевих ФМ/НМ/ФМ плівок пов'язують із спін-поляризованими електронними станами квантових ям, які виникають в НМ прошарках при розсіянні електронів провідності на НМ/ФМ інтерфейсах [39, 40]. Так, наприклад, в роботі [39] показано, що залежність Керового обертання сендвічевої структури Fe/Au/Fe (рис. 1.10 (а)) від товщини прошарку Au має осцилюючий характер. Автори пов'язують появу цих осциляцій з додатковими магнетооптичними переходами на спін-поляризовані стани квантових ям, які виникають в НМ шарі для minority-спінових станів електронів провідності. Кожного разу при перетині стану квантової ями рівня Фермі магнетооптичний ефект збільшується. При

цьому найбільші зміни магнетооптичного ефекту Кера, які складають $\sim 4\%$, були виявлені при енергії світла поблизу плазмової частоти буферного шару Ag 3,8 eV (рис. 1.10 (б)).

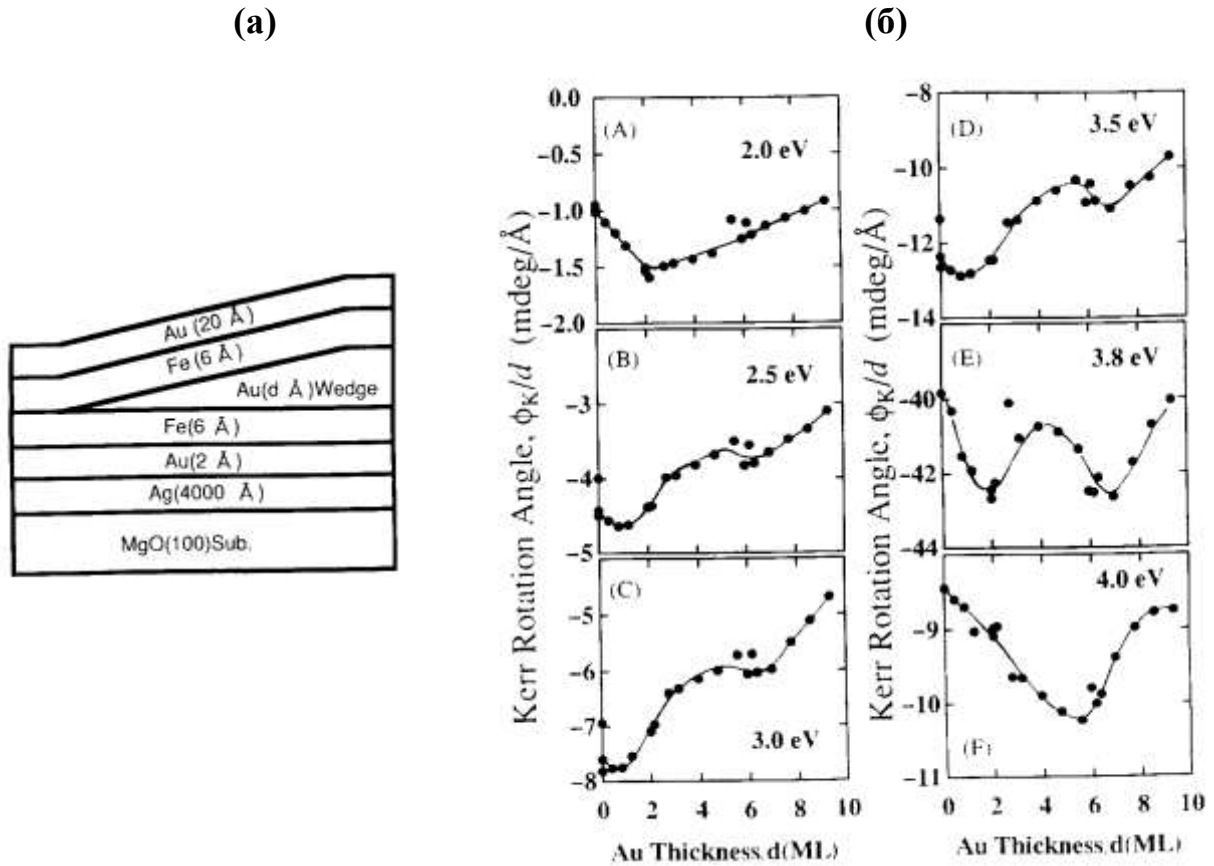


Рис. 1.10. Схематичне зображення плівки Fe/Au/Fe – (а). Залежність Керового обертання плівки

$Au(20 \text{ \AA})/Fe(6 \text{ \AA})/Au(d \text{ ML})/Fe(6 \text{ \AA})/Au(2 \text{ \AA})/Ag(4000 \text{ \AA})Co/Au/Ag/MgO$ від товщини шару Au, нормоване на товщину Fe – (б) [39].

При перетині станів квантових ям з рівнем Фермі густина станів електронів провідності на рівні Фермі збільшується [41, 42]. В роботі [43] підсилення полярного ефекту Кера системи Au/Ru-клин/Co автори пов'язують із збільшенням парамагнітної сприйнятливості Паулі електронів провідності, яке виникає завдяки збільшенню густини електронів на рівні Фермі в шарі Ru, коли резонансні стани квантових ям досягають рівня Фермі (рис. 1.11). При цьому на магнетопольових залежностях Керового обертання плівок видно

значне лінійне наростання при збільшенні магнітного поля при товщинах шару Ru, при яких між шарами Co в сендвічевих плівках Co(0,6 нм)/Ru-клин/Co(0,6 нм) виникає антиферромагнітний обмінний зв'язок через електрони провідності рутенію.

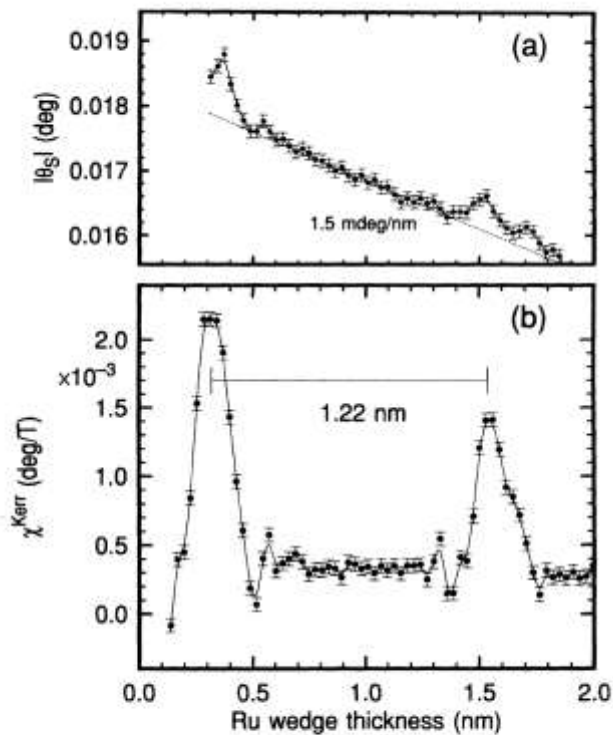


Рис. 1.11. Керове обертання в насиченні - (а) і Керова сприйнятливості - (б), як функції від товщини шару Ru [43].

Створення резонансних електронних станів квантових ям в НМ шарі супроводжується також появою магнітної поляризації в НМ шарі завдяки просторову розподілу спінової густини в ньому і може впливати на магнетооптичні властивості багатшарових ФМ/НМ плівок. В роботі [44] для багатшарової системи Co/Cu показано, що магнітна поляризація Cu сконцентрована переважно поблизу інтерфейсів Co/Cu, а індукований магнітний моменту на електронному d-рівні має повністю спіновий характер і становить менше $0,05 \mu_B$ (рис. 1.12). Проте, ця величина магнітного моменту Cu

($0,05 \mu_B$) а також $0,09 \mu_B$, яка була експериментально отримана в роботі [44] для плівок $[\text{Co}/\text{Cu}(1 \text{ нм})]_{50}$, набагато менші за $\sim 1,67 \mu_B$ для Co в масиві. Тож, зміни магнетооптичних властивостей плівок завдяки підмагнічуванню НМ шарів можуть становити не більше 10 %.

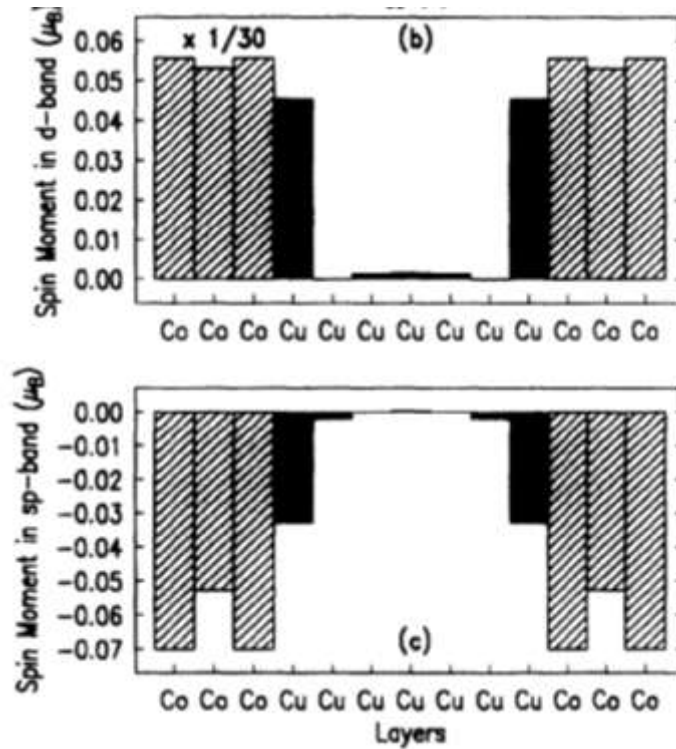


Рис. 1.12. Розраховані спінові моменти d -рівня Co (зменшені у 30 разів) і Cu в багатошаровій структурі Co/Cu, в яких 3 атомних шари Co і 7 атомних шарів Cu - (b). Те саме, що і на (b), проте розрахунки отримано для суми s - і p -спінових моментів - (c) [44].

1.4. Вплив плазмових збуджень та інтерфейсів на магнетооптичні ефекти в наноплівках

Як уже було зауважено в попередньому підрозділі 1.3, магнетооптичний ефект Керра наноплівки, які мають у своєму складі шари НМ і ФМ металів, може

підсилюватись при енергії світла поблизу плазмової чи квазіплазмової частоти НМ шару, для якої характерним є наближення до нуля реальної компоненти тензора діелектричної проникності і зменшення оптичного поглинання. В роботі [45] показано, що значне збільшення еліптичності при полярному ефекті Кера ідеалізованої моделі багатошарової плівки Co/Cu з різкими інтерфейсами слід очікувати при кутах падіння світла $\alpha > \alpha_{TR}$, де α_{TR} – кут повного внутрішнього відбивання. В полі поверхневого поляритона, який збуджується на границі між шаром міді і повітрям, амплітуда електричного поля може значно перевищувати амплітуду падаючої хвилі, що призводить до підсилення магнетооптичного ефекту в шарі Co, який знаходиться в полі поляритона.

У випадку шорстких поверхонь плівок плазмові поляритони можуть виникати в широкому інтервалі кутів падіння світла, як це показано в теоретичній роботі [46], де шорсткість моделюється набором дифракційних ґраток на поверхні НМ металу. Для двошарових плівок Fe/Cu (рис. 1.13) [47] і FeCo/Ag(Au, Cu) [49] підсилення Керова кута обертання спостерігали експериментально у полярній геометрії експерименту при малих кутах падіння світла ($\sim 10^\circ$) на плівку поблизу квазіплазмової частоти Cu ($\lambda \approx 590$ нм), яка характеризує міжзонні електронні переходи. Приведений в роботі [47] розрахунковий аналіз показав, що виявлене збільшення Керова обертання пов'язане зі змінами ефективних діелектричних констант плівок, а не з додатковим внеском від інтерфейсу між шарами металів. В роботах [48, 47, 50], в яких досліджували двошарові Co/Ag [48] і багатошарові Au/Co/Au [50] плівки, збільшення ефекту Кера спостерігали поблизу плазмової частоти відповідних НМ металів, Ag і Au.

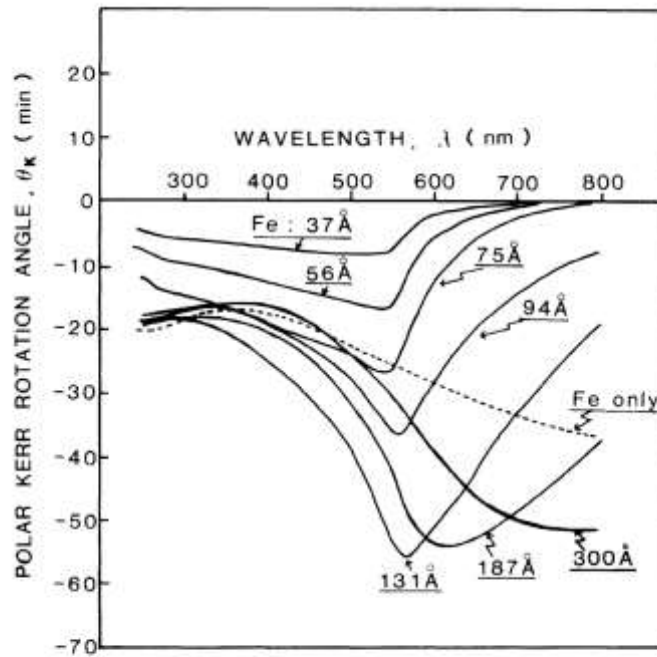


Рис. 1.13. Спектральна залежність кута обертання при полярному магнетооптичному ефекті Кера двошарових плівок $Fe/Cu(2400 \text{ \AA})$ з різною товщиною шару Fe [47].

На величину магнетооптичних ефектів багатошарових ФМ/НМ наноплівки може впливати внесок від інтерфейсів [37, 44, 50, 52, 53, 54, 55, 56]. Проведений в роботі [52] розрахунковий аналіз спектрів Кероваго обертання і еліптичності плівок Co/Cu , який враховує зміни в густині електронних станів при гібридизації Co і Cu в інтерфейсах, продемонстрував, що при енергії світла поблизу квазіплазмової частоти міді домінуючий внесок у полярний ефект Кера забезпечується міжзонними переходами з d -станів Cu , які виникають завдяки гібридизації, із залученням електронних станів Co .

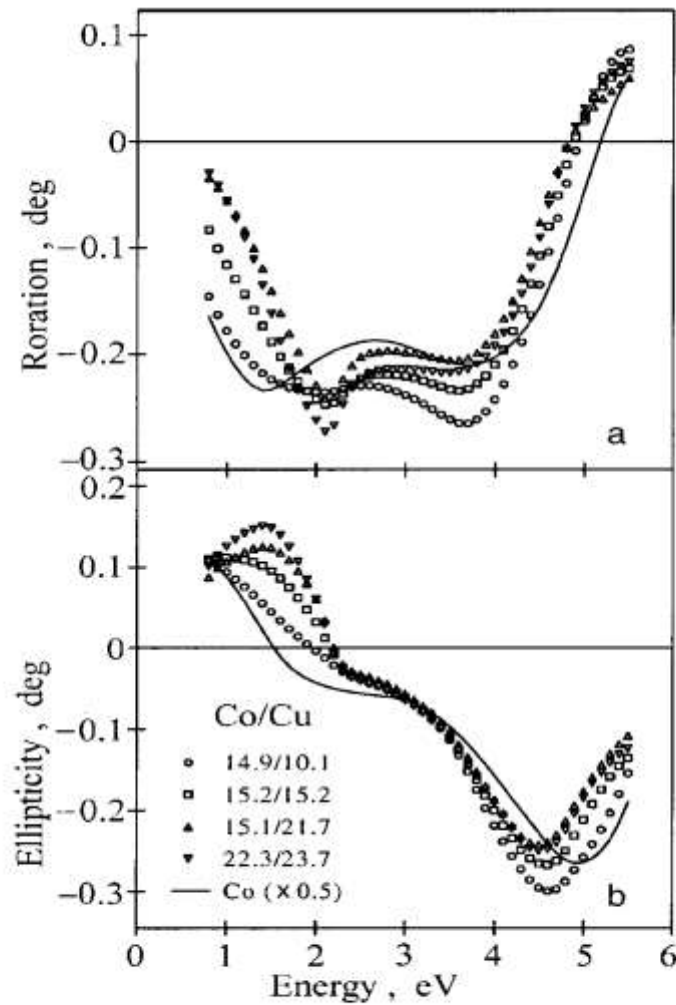


Рис. 1.14. Спектри Керового обертання (а) і еліптичності (б) багат шарових плівок Co/Cu (точки) і товстої плівки Co (лінія) (помножені на коефіцієнт 0,5) у полярній геометрії експерименту. Товщину шарів Co і Cu приведено в ангстремах [54].

В роботах [53, 54, 57] показано, що магнетооптичні ефекти багат шарових наноплівочок, які підсилюються завдяки гібридизації атомних орбіталей НМ і ФМ металів, супроводжуються змінами оптичних параметрів НМ/ФМ інтерфейсів. При цьому, в багат шарових плівках Co/Cu зміни спонтанного магнетооптичного ефекту Керра можуть досягати 100 % (рис. 1.14) [37, 54].

Гібридизація електронних станів НМ і ФМ металів в інтерфейсах може супроводжуватись виникненням магнітної поляризації НМ атомів і впливати на

магнетооптичні властивості багат шарових НМ/ФМ плівок, як це було показано в роботі [58] для плівок $[\text{Co}/\text{Au}]_{30}$. Визначений в роботі магнітний момент атому Au в інтерфейсах Co/Au становив близько $0,13 \mu_B/\text{atom}$. Для багат шарових плівок Co/Cu магнітний момент Cu, який виникає при підмагнічуванні кобальтом, в роботі [55] було визначено на рівні $0,02 \mu_B$, що на два порядки менше за магнітний момент Co ($1,67 \mu_B$) в об'ємі гранецентрованої кристалічної ґратки (ГЦК) кристалічної ґратки.

Як показано в роботі [57], значний внесок у магнетооптичний ефект Кера від інтерфейсів слід очікувати у випадку багат шарових плівок Pt-Co і Pt-Fe. Отримані в роботі не діагональні компоненти тензора діелектричної проникності інтерфейсів плівок Pt-Co і Pt-Fe суттєво більші, порівняно з такими компонентами, отриманими для плівок Co-Cu і Co-Au.

В роботі [59], за допомогою розрахунків, виконаних з використанням методу матриці переносу (transfer matrix method), було показано, що значні зміни у спектрах полярного ефекту Кера тришарових плівок Au/(5 нм)/Co(1 нм)/Au_{buffer}/стекло(1 мм) варто очікувати при зміні товщини буферного шару Au_{buffer}. Зменшення товщини $d(\text{Au}_{\text{buffer}})$ вплине на збільшення частки світла, відбитого від інтерфейсу між буферним шаром Au_{buffer} і скляною підкладкою, що відобразиться в уширенні і зсуві максимуму поблизу 2,45 еВ (плазмовий край Au) на спектрі Керового обертання плівок у бік менших значень енергії світла (рис. 1.15).

В роботі [59] також показано, що ефект відбивання світла від інтерфейсу Co/Au при енергії світла поблизу плазмового краю Au може призвести до збільшення ефекту Фарадея двошарових плівок Co(1 нм)/Au(25 нм)/стекло(1 мм). З розрахункової діаграми на рис. 1.16 видно, що при зменшенні товщини магнетооптично-активного шару Co поблизу 2,45 еВ Фарадееве обертання збільшується. При збільшенні ж товщини шару Co внесок у ефект Фарадея від багатократно відбитих хвиль в шарі Co зменшується через збільшення поглинання.

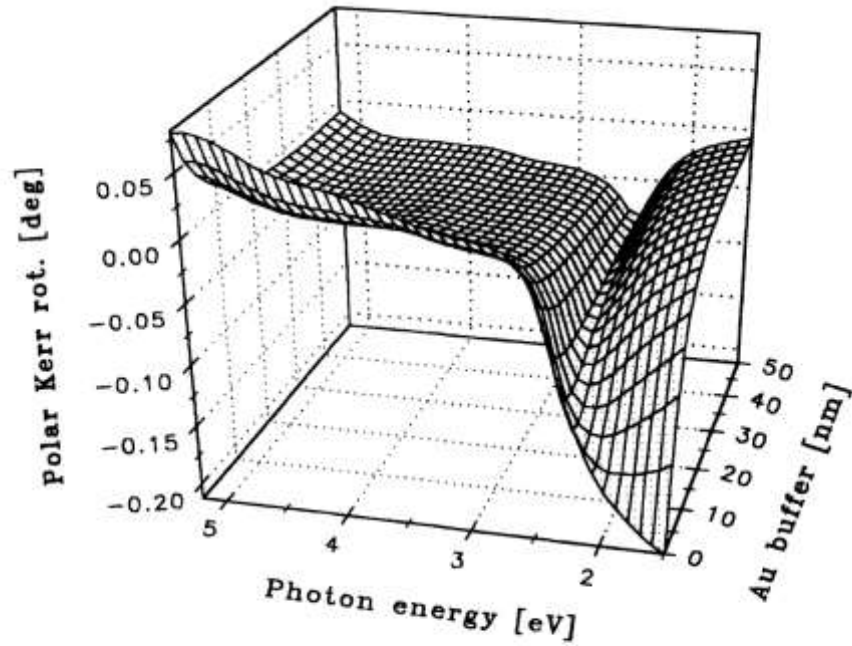


Рис. 1.15. Розрахунок кута обертання при полярному ефекті Кера плівок $Au(5\text{ нм})/Co(1\text{ нм})/Au_{\text{buffer}}/\text{стекло}(1\text{ мм})$, як функція від товщини буферного шару Au_{buffer} .

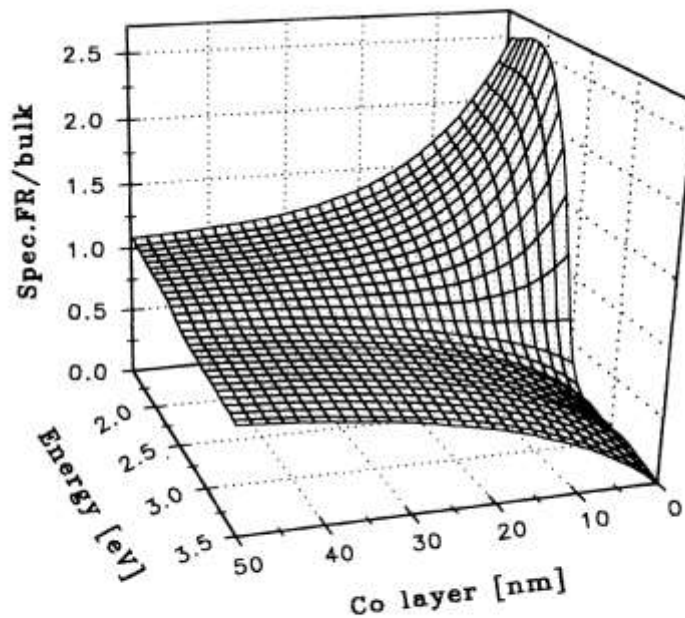


Рис. 1.16. Розрахунок питомого кута обертання при ефекті Фарадея плівок $Co(1\text{ нм})/Au(25\text{ нм})/\text{стекло}(1\text{ мм})$, нормованого на питоме Фарадееве обертання Co в масиві, як функція від товщини шару Co .

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1. Плівки [Co(0,8 нм)/Cu(d_{Cu})(111)]₂₀. Умови виготовлення і характеристики

Слюда/Cu(5 нм)/[Co(111)(0,8 нм)/Cu(111)(d_{Cu})]₁₉/Co(0,8 нм)/Cu(1,25 нм) – плівки (спрощено - [Co/Cu]₂₀), схематичне зображення яких показано на рис. 2.1, були виготовлені на кафедрі фізики металів та напівпровідників в НТУ «Харківський політехнічний інститут» методом магнетронного розпилення у вакуумній камері із залишковим тиском 10^{-6} Тор. Робочий тиск аргону при розпиленні не перевищував $1,3 \cdot 10^{-3}$ Тор. Температура підкладки, на яку почергово конденсували атоми кобальту і міді, була кімнатною. Відстань від мішені до підкладки становила 20 см. Для створення електричного поля іонізації атомів аргону між катодом (мішенню) і анодом (підкладкою) прикладали напругу 200 В.

Використовували прозору підкладку із слюди (фторфлогопіт), кристалооптичні властивості якої близькі до властивостей двоосного кристалу. Перед напиленням багат шарової структури на підкладку спочатку конденсували буферний шар Cu товщиною 5 нм. Швидкості осадження кобальту і міді становили 0,045 і 0,058 нм/с, відповідно. Товщина шарів задавалася часом напилення. Калібровка швидкостей осадження шарів металів проводилася методом оптичної багатопроменевої інтерферометрії з точністю не менше 2 % [60]. Було виготовлено 12 плівок [Co/Cu]₂₀, в яких товщина мідних шарів в кожній з плівок була постійною, а в різних плівках складала $d_{Cu} = 0,6; 0,7; 0,9; 1,0; 1,1; 1,2; 1,35; 1,5; 1,7; 1,8; 1,9; \text{ і } 2,0$ нм (рис. 2.1). Товщина шарів кобальту була незмінною в усіх плівках і мала значення $d_{Cu} = 0,8$ нм. Товщина верхнього захисного шару міді в усіх плівках була також постійною і становила 1,25 нм.

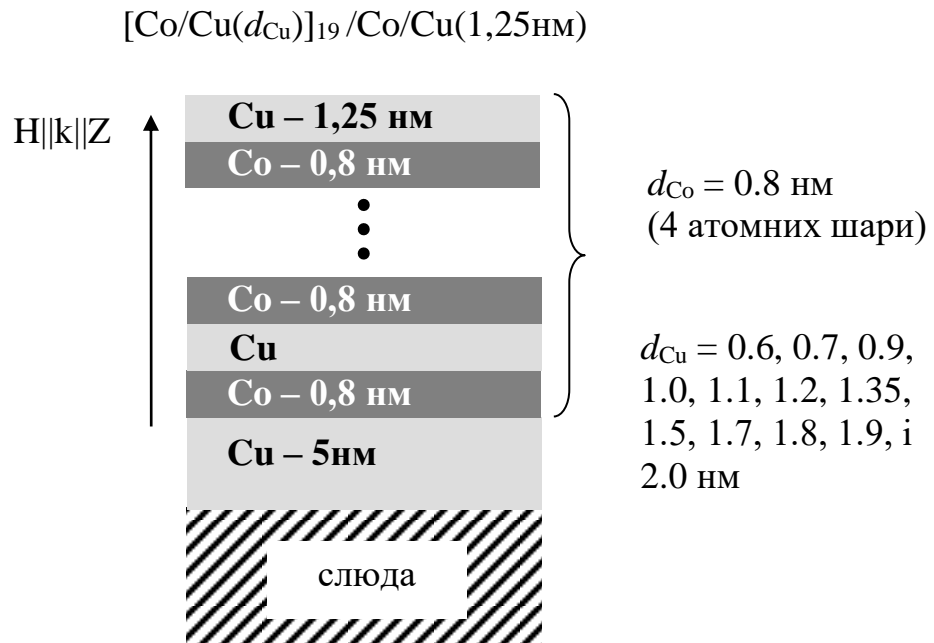


Рис. 2.1. Схематичне зображення багат шарових наноплівочок $Co(0.8 \text{ нм})/Cu(d_{Cu})_{20}$.

Плівки мали зернисту колумнарну структуру з поперечними розмірами зерен-стовпчиків близько 8 – 10 нм. На рис. 2.2 показано зображення плівок $[Co/Cu(1 \text{ нм})]_{20}$ і $[Co/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$, отримане електронним мікроскопом ЕМВ-100АК напросвіт. З досліджень плівок з допомогою електронного мікроскопу відомо також, що шари кобальту і міді в межах зерна мають монокристалічну ГЦК-структуру з орієнтацією кристалографічних площин (111) паралельно площині підкладки [60].

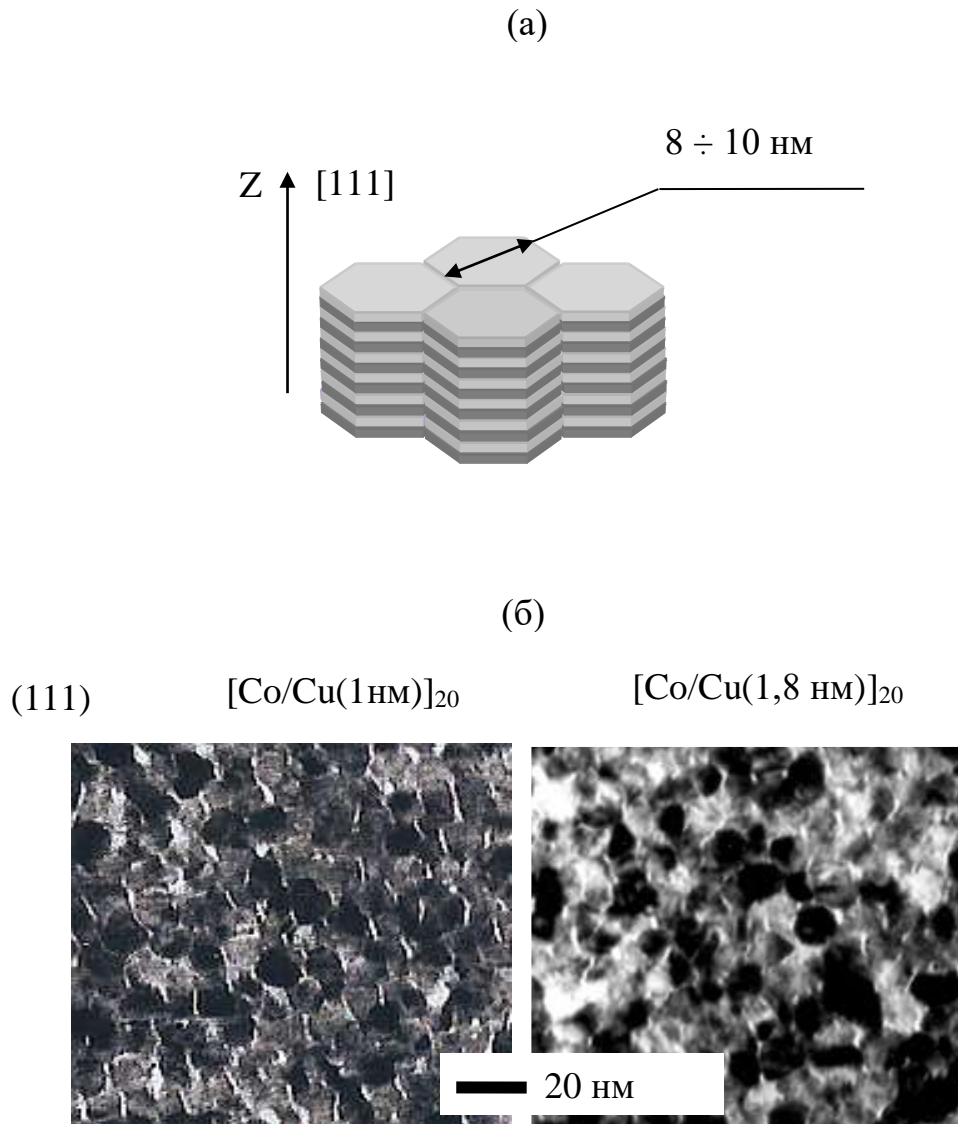


Рис. 2.2. Зображення зерен плівок: схематичне – (а) і отримане для $[\text{Co}/\text{Cu}(1\text{ нм})]_{20}$ і $[\text{Co}/\text{Cu}(1,8\text{ нм})]_{20}$ електронним мікроскопом напросвіт – (б).

Для перевірки шаруватості плівок, були проведені дослідження малокутової дифракції рентгенівських променів. На рис. 2.3 показана дифрактограма для плівки, вирощеної в таких самих умовах як і досліджуваний набір $[\text{Co}(0,8\text{ нм})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$. Виразні максимуми, які на рисунку виділені пунктиром, свідчать про шаруватість плівок.

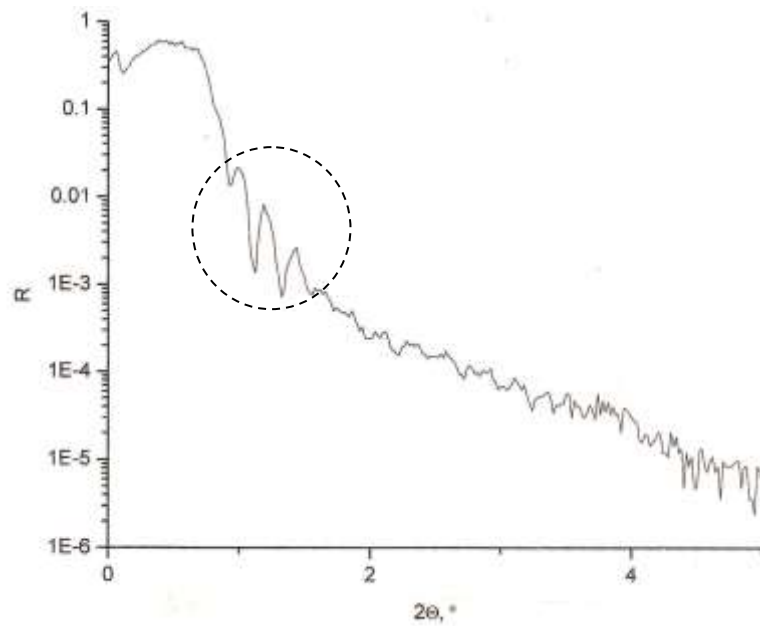


Рис. 2.3. Рентгенівська дифрактограма плівки, виготовленої тим самим методом, що і плівки $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(d_{Cu})]_{20}$.

2.2. Експериментальна установка і методика вимірювань магнетооптичних ефектів Керра і Фарадея

2.2.1. Основні складові магнетооптичної установки, її параметри і оптична схема

Основними складовими магнетооптичної установки для вимірів кута обертання площини поляризації світла при магнетооптичних ефектах Керра і Фарадея є джерело світла (гелій-неоновий лазер ($\lambda = 632,8 \text{ нм}$), газорозрядна лампа ДКсШ-150 чи галогенова лампа розжарювання), поляризатор і аналізатор (кристалічні поляризатори Аренса), електромагніт, магнетооптичний Фарадеєвий модулятор, пристрій для калібрування Керрових і Фарадеєвих кутів, світловий детектор (фотоелектронний помножувач - ФЕП). Точність виставлення поляризаторів, яка задавалася їх ноніусом, становила $0,02^\circ$. Більшість результатів, представлених в дисертаційній роботі, були отримані модуляційним методом, який передбачає використання фазового детектору

електричних сигналів, звукового генератору і самописця (рис. 2.4). Для проведення спектральних вимірів еліптичності додатково використовували монохроматор МДР-12 з максимальною роздільною здатністю 0,2нм. А замість Фарадеєвого модулятора встановлювали п'єзооптичний з компенсатором залишкового двозаломлення.

Магнетооптична установка дозволяє проводити виміри магнетооптичних ефектів при кімнатній температурі зразків і температурі рідкого азоту. Для низькотемпературних вимірів додатково використовується кріостат.

Для зміни магнітного поля від 0 Е до 16 кЕ, яке створювалось за допомогою електромагніту, використовували плавну розгортку. Напруженість поля визначалась за допомогою датчика Холла, розміщеного між полюсами електромагніту поблизу досліджуваного зразка.

Геометрії вимірювання ефекту Фарадея і поздовжнього ефекту Кера відрізняються взаємним розташуванням зразка, напрямком розповсюдження світла і орієнтацією силових ліній магнітного поля. При вимірах ефекту Фарадея світло, після проходження поляризатора, падало на досліджувану плівку нормально до її поверхні уздовж силових ліній магнітного поля (рис. 2.4 (а)). При дослідженнях поздовжнього ефекту Кера E_s - поляризоване світло падало на плівку під кутом 54° , а силові лінії магнітного поля були паралельними площині плівки і площині падіння світла (рис. 2.4 (б)). Для спрямування світла на зразок, а потім на модулятор, після його проходження крізь плівку (при ефекті Фарадея), чи відбивання від неї (при ефекті Кера), використовували непокріті алюмінієві дзеркала. Дзеркало, розміщене перед зразком не змінювало стан поляризації падаючого на нього світла, так як вектор напруженості електричного поля світла E , як при вимірах ефекту Фарадея, так і при вимірах ефекту Кера, був зорієнтований перпендикулярно площини падіння з точністю $0,02^\circ$. Змінами стану поляризації світла дзеркалом, розміщеним після зразка, можна знехтувати, так як Фарадеєві та Керіві кути обертання досліджуваних багатошарових наноплівочок Со/Си не перевищують $0,03^\circ$.

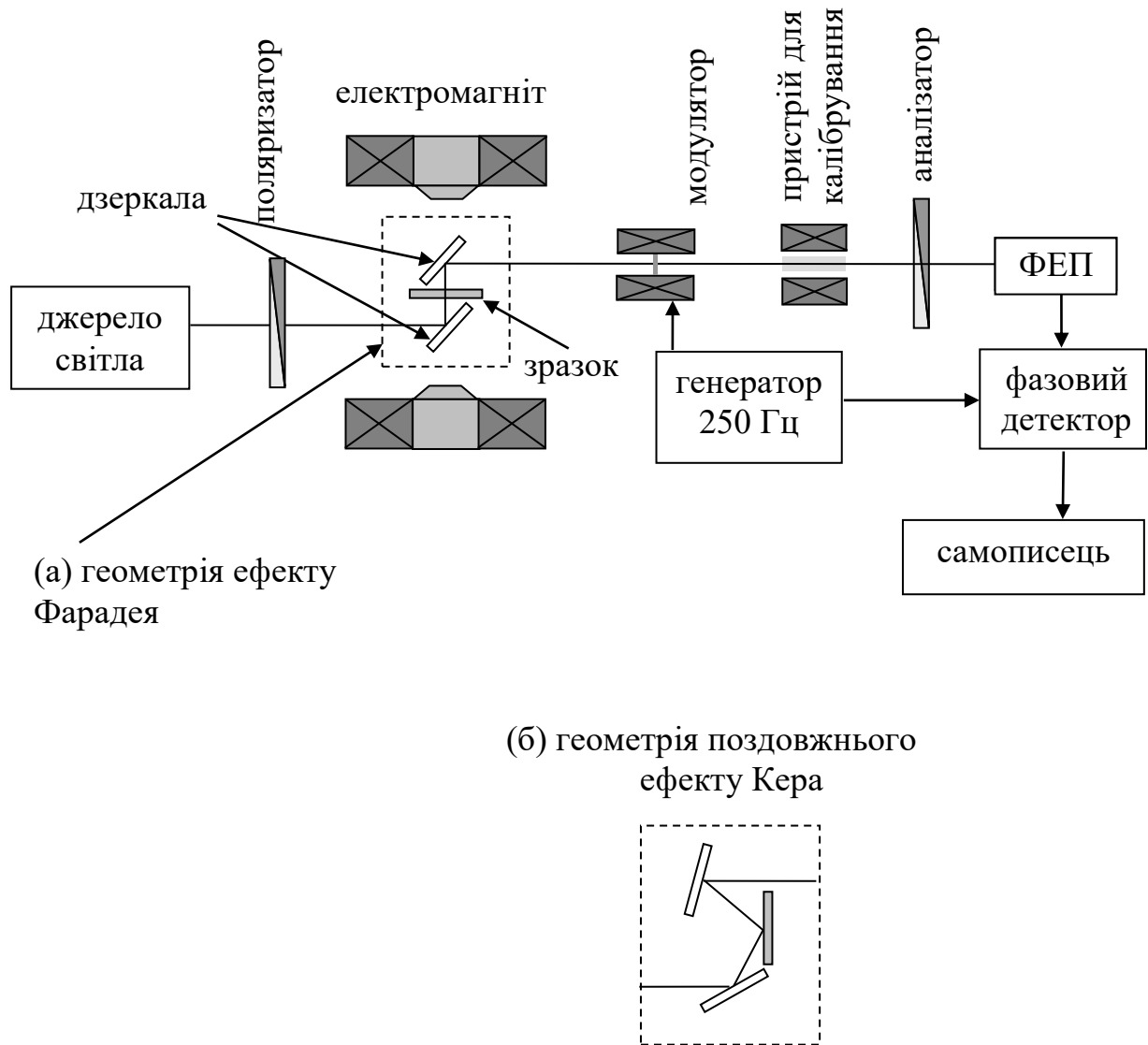


Рис. 2.4. Схема установки для вимірювання кутів обертання площини поляризації світла при магнетооптичних ефектах Фарадея і Кера. Розташування зразка і дзеркал при вимірах ефекту Фарадея - (а) і поздовжнього ефекту Кера - (б).

Магнетооптичний модулятор поляризації світла було виготовлено власноруч. Він являє собою комірку Фарадея, в якій у якості робочого елемента використано плівку ітрій-вісмутового залізного гранату $(\text{YBi})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$, розміщену між полюсами соленоїда (рис. 2.5). На соленоїд за допомогою звукового генератора подається змінний струм у вигляді синусоїди, що призводить до появи магнітного поля і перемагнічування феримагнітної плівки

гранату $(\text{YBi})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$. Завдяки ефекту Фарадея в гранаті площина поляризації світла повертається на кут від -8° до $+8^\circ$ з частотою модуляції $\Omega = 250\text{Гц}$.

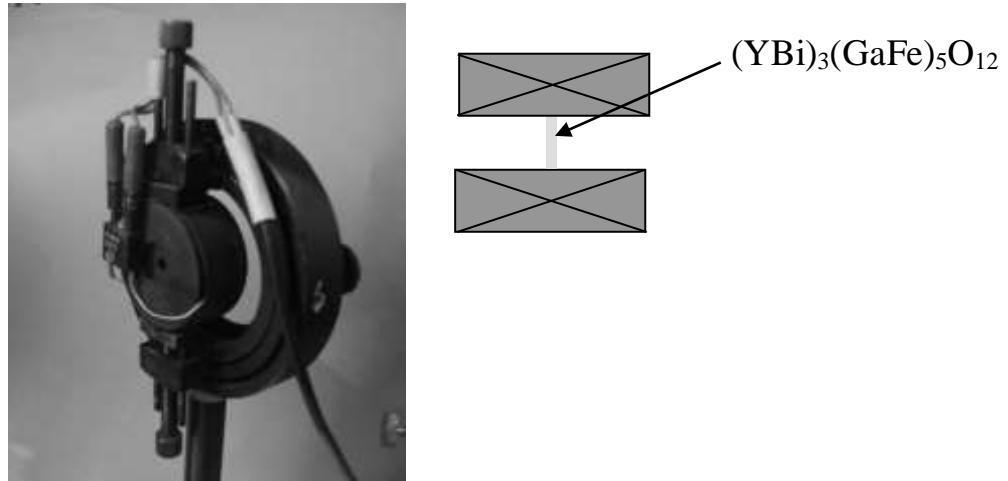


Рис. 2.5. Зовнішній вигляд і схематичне зображення магнетооптичного Фарадєєвого модулятора поляризації світла.

Для визначення малих кутів повороту площини поляризації світла, які мають порядок величини близько $1/100 \div 1/1000$ градуса, було виготовлено пристрій для калібрування. Він являє собою соленоїд з кварцовим аморфним стрижнем довжиною близько 1,5 см і діаметром 0,5 см, розміщений всередині соленоїда (рис. 2.6). Магнітне поле, яке виникає при пропусканні електричного струму крізь соленоїд, призводить до повороту площини поляризації світла, яке проходить через кварцове скло завдяки ефекту Фарадея. Фарадєєвий і Керівий кути повороту досліджуваних плівок визначали шляхом порівняння із сигналом від калібрувального пристрою, як показано на рис. 2.7 на прикладі магнетопольової гістерезисної залежності Керівого кута повороту для плівки з $d_{\text{Cu}} = 0,6\text{ нм}$. Калібрувальний пристрій дозволяв вимірювати кути повороту площини поляризації світла від $\sim 10^{-3}$ град з похибкою $\pm 10^{-4}$ град.

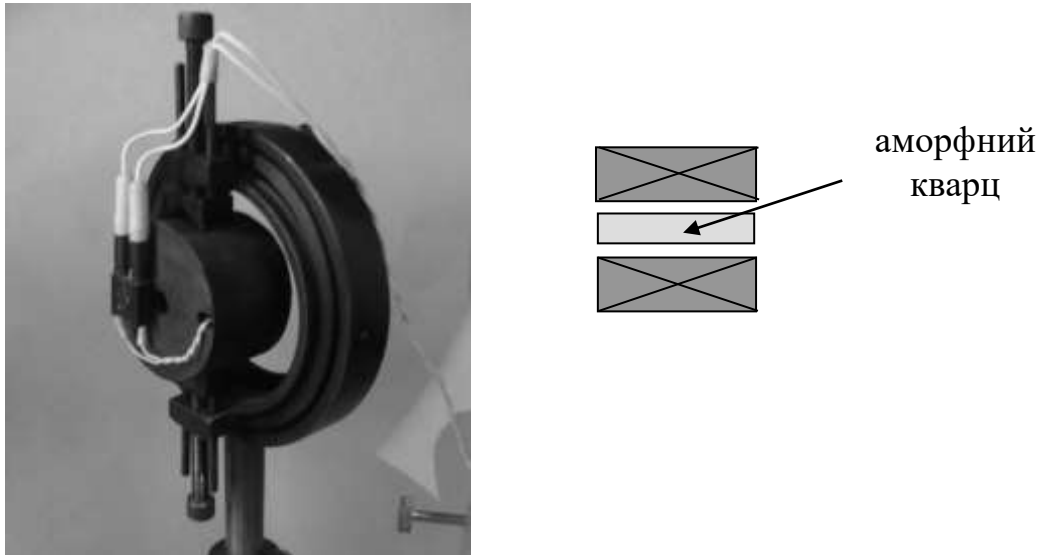


Рис. 2.6. Зовнішній вигляд і схематичне зображення пристрою для калібрування кутів повороту площини поляризації світла.

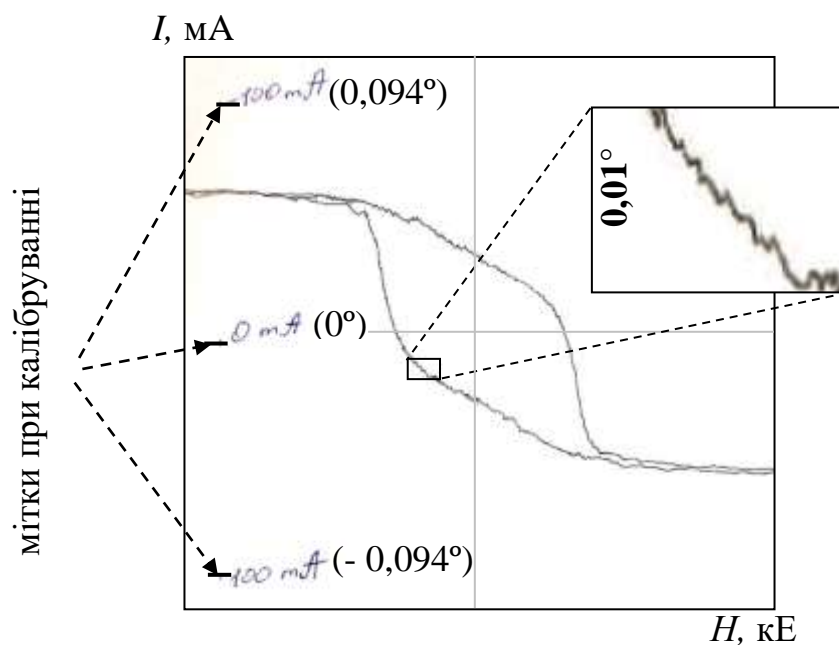


Рис. 2.7. Калібрування експериментальних даних на прикладі гістерезисної залежності Кероваго кута обертання від магнітного поля для плівки з $d_{\text{Cu}} = 0,6 \text{ нм}$.

2.2.2. Методика реєстрації кута повороту осі еліпса поляризації світла при вимірах ефекту Фарадея і поздовжнього магнетооптичного ефекту Керра

Розглянемо основні принципи побудови модуляційної схеми на прикладі вимірювання Фарадеевського кута. Інтенсивність світла, яке пройшло через систему поляризатор-аналізатор, визначається законом Малюса

$$I = I_0 \sin^2 \zeta \quad (2.1)$$

де I_0 – інтенсивність світла, яке падає на поляризатор, ζ – кут відхилення осі пропускання поляризатора і аналізатора від положення схрещення. Між поляризатором і аналізатором розміщується зразок, при проходженні через який площина поляризації світла повертається на кут φ (Фарадеевський кут). Перед аналізатором розміщено модулятор, який змушує коливатися площину поляризації за законом $\beta = \beta_0 \sin \Omega t$, де β_0 – амплітуда модуляції. У такому випадку кут відхилення осі пропускання поляризатора і аналізатора від положення схрещення буде визначатися з виразу $\zeta = \varphi + \beta_0 \sin \Omega t$. Інтенсивність світла, що пройшло через модулятор і аналізатор, буде змінюватися за законом:

$$I = I_0 \sin^2(\varphi + \beta_0 \sin \Omega t). \quad (2.2)$$

Вважаючи кут ζ малим, можна записати

$$I = I_0 (\varphi^2 + \beta_0^2/2 + 2\varphi\beta_0 \sin \Omega t - \beta_0^2/2 \cos 2\Omega t) \quad (2.3)$$

Як видно з формули, у промодульованому світловому пучку, що пройшов систему поляризатор-зразок-модулятор-аналізатор, присутні дві гармоніки з частотами Ω і 2Ω . Виходячи з цього, вираз (2.3) можна записати у вигляді

$$I = I_0 (\varphi^2 + \beta_0^2/2 + I_\Omega - I_{2\Omega}) \quad (2.4)$$

де $I_\Omega = 2\varphi\beta_0 \sin \Omega t$ – інтенсивність гармоніки з частотою Ω , а $I_{2\Omega} = \beta_0^2/2 \cos 2\Omega t$ – інтенсивність гармоніки з частотою 2Ω . Оскільки інтенсивність гармоніки з частотою Ω пропорційна куту обертання площини поляризації φ , її можна використовувати як індикатор Фарадеевського обертання. На (рис. 2.8) схематично показано зміну інтенсивності світла при $\varphi = 0$. Результуючий сигнал на ФЕП при цьому буде містити лише гармоніку з частотою 2Ω

$$I = I_0 (\beta_0^2/2 - I_{2\Omega}), \text{ або } I = I_0 \beta_0^2/2 (1 - \cos 2\Omega t). \quad (2.5)$$

Складання двох гармонік при $\varphi \neq 0$ зображено на (рис. 2.9).

Наведені вище міркування справедливі лише при малих ζ . При значних ζ система працює аналогічно, проте у цьому випадку варто розглядати повну картину появи різних гармонік. Для цього, вираз $I = I_0 \sin^2(\varphi + \beta_0 \sin \Omega t)$ треба розкласти у ряд Фур'є:

$$I = I_0 \{1/2 + 1/2[\cos 2\varphi \cos (2\beta_0 \sin \Omega t)] + 1/2[\sin 2\varphi \sin (2\beta_0 \sin \Omega t)]\}.$$

Підставивши в нього функції

$$\cos(a \sin x) = J_0(a) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(a) \cos 2nx,$$

$$\sin(a \sin x) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(a) \sin (2n-1)x,$$

де $J_n(a) = \frac{2a^n}{(2n-1)!!} \int_0^{\pi/2} \cos(a \sin \varphi) \cos^{2n} \varphi d\varphi$ – функція Бесселя n -го порядку,

отримаємо:

$$I = I_0 \left\{ \frac{1}{2} - \frac{J_0}{2}(2\beta_0) \cos 2\varphi + \sin 2\varphi [J_1(2\beta_0) \sin \Omega t + J_3(2\beta_0) \sin 3\Omega t + J_5(2\beta_0) \sin 5\Omega t + \dots] - \cos 2\varphi [J_2(2\beta_0) \cos 2\Omega t + J_4(2\beta_0) \cos 4\Omega t + J_6(2\beta_0) \cos 6\Omega t + \dots] \right\}.$$

Таким чином, у світловому пучку, який пройшов систему поляризатор-зразок-модулятор-аналізатор, присутні парні і непарні гармоніки. При $\varphi = 0$ всі гармоніки з частотами $(2e-1)\Omega$ (де e – ціле цісло) зникають. Основний внесок у розклад I при амплітуді модуляції $\beta_0 \approx 8$ град (модулятор на установці) вносять гармоніки з частотами 2Ω і Ω .

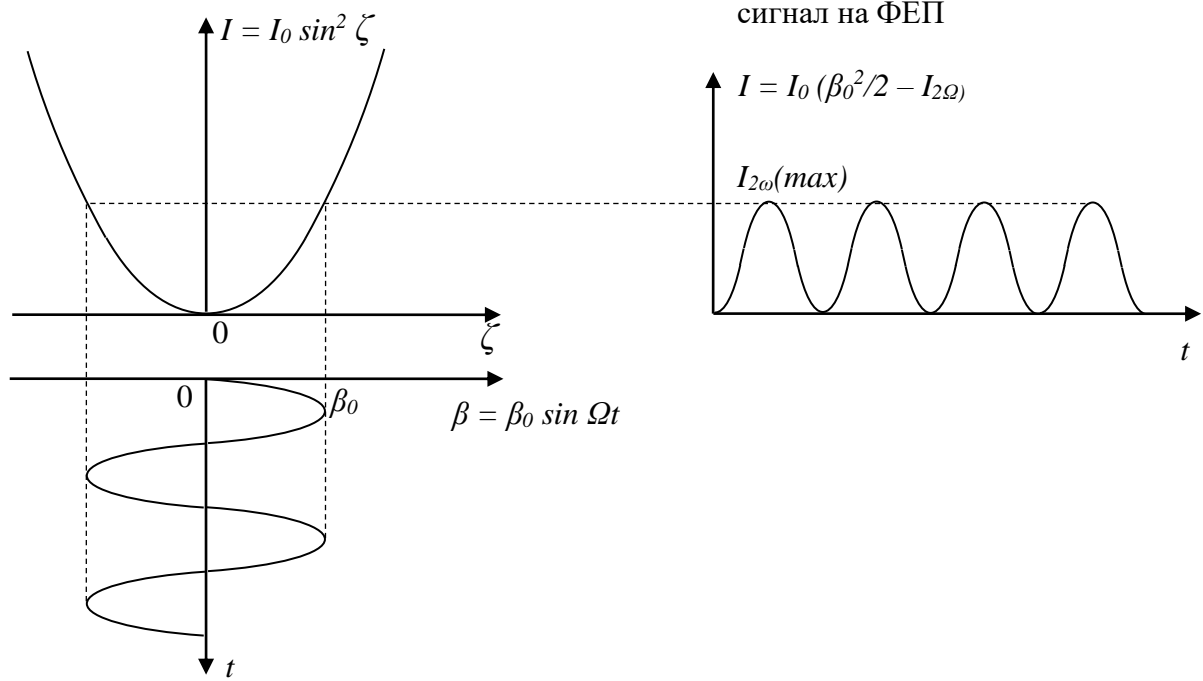


Рис. 2.8. Зміна інтенсивності світла при $\varphi = 0$. Світловий пучок, який потрапляє на ФЕП, містить лише гармоніку з частотою 2Ω .

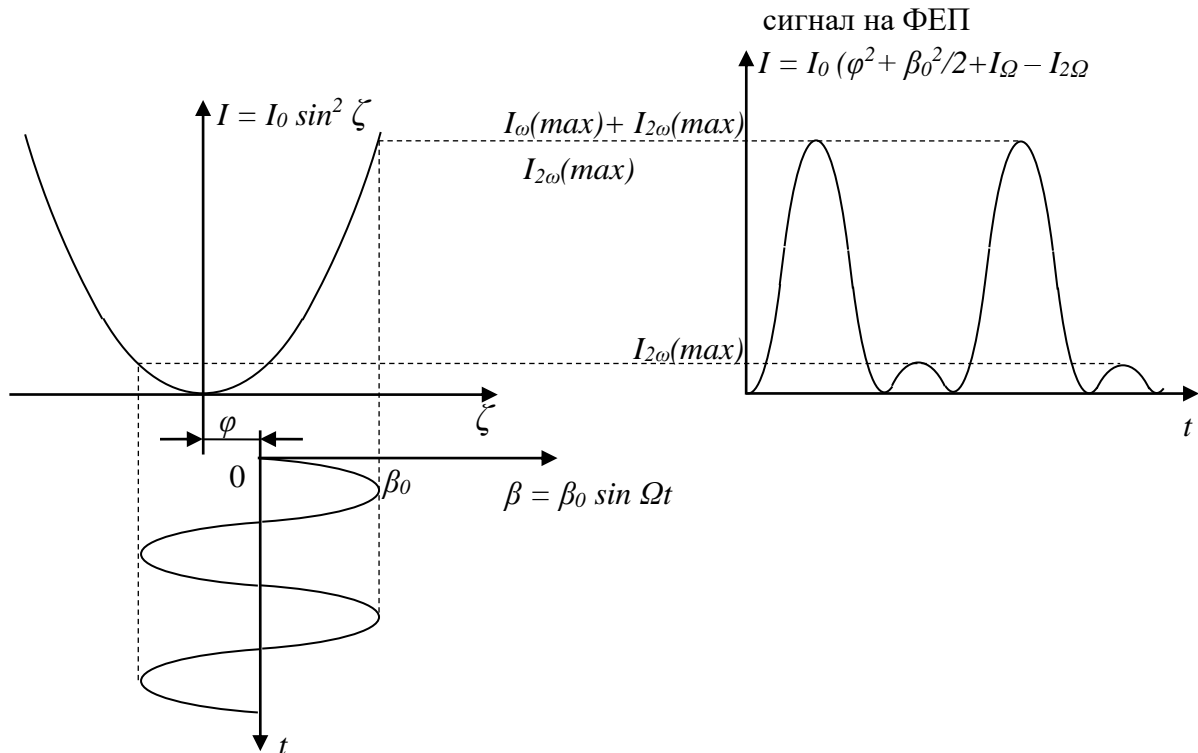


Рис. 2.9. Зміна інтенсивності світла при $\varphi \neq 0$. Світловий пучок, який потрапляє на ФЕП, містить обидві гармоніки з частотами Ω і 2Ω .

Так як Фарадеевий гут обертання (φ) пропорційний інтенсивності світла з частотою Ω змінного струму в соленоїді модулятора, то для їх детектуванні використовували фазовий детектор, на опорний канал якого подавали такий самий сигнал як і на модулятор. Змінний струм на модуляторі створювали за допомогою змінної напруги (з максимальною амплітудою 10 В) з вихідного каналу звукового генератора. Використовували частоту $\Omega = 250$ Гц.

При вимірах світло від досліджуваного зразка, після проходження модулятора і аналізатора, потрапляло на катод фотоелектронного помножувача ФЕП, де перетворювалось на струм і після підсилення потрапляло на вхідний канал фазового детектора. З цього сигналу фазовий детектор виділяв і підсилював сигнал на частоті опорного каналу Ω . Вихідний сигнал з фазового детектора подавали на клема поперечної розгортки самописця. При цьому на клема поздовжньої розгортки подавали сигнал з датчика Холла магнітного поля, закріпленого між полюсами електромагніту. Отримані магнетопольові залежності Фарадеевого і Керових кутів повороту після калібрування оцифровували в графічному редакторі Grafula.

Описаний в попередньому підроділі метод вимірювання кутів обертання при магнетооптичних ефектах має певні недоліки. В якості опорного сигналу фазового детектора використовувався синусоподібний сигнал звукового генератора, яким також намагнічували гранатову плівку модулятора. Такий спосіб призводив до неминучих шумів, які виникали через те, що, разом із шумами системи захоплення частоти фазовим детектором, в корисний сигнал домішується сигнал, який пройшов через зразок в моменти перемагнічування модулятора, коли плівка ітрій-вісмутового залізного гранату розбита на домени і світло, яке пройшло крізь неї, має неоднорідну поляризацію. Окрім цього, спосіб реєстрації експериментальних даних за допомогою самописця хоч і наглядний, проте недостатньо раціональний для задач, які потребують значної кількості вимірювань з наступною математичною обробкою.

Для оптимізації роботи магнетооптичної установки, зниження рівня шумів і збільшення чутливості було здійснено заходи для її комп'ютеризації.

Оновлену електронну схему можна умовно розділити на три частини (рис. 2.10): вимірювальну, частину керування і комунікаційну. Вимірювальна частина побудована на базі 24-бітного сигма-дельта аналогово-цифрового перетворювача (АЦП) AD1255, який має диференційний вхід, високу чутливість, значний динамічний діапазон 120 дБ, із вхідним мультиплексором каналів і надійними вхідними цифровими фільтрами для захисту від електричних наводок промислових частот. Керування роботою АЦП, переключення вхідних каналів, створення знакозмінних сигналів для модулятора і датчика Холла, а також зчитування даних в оновленій схемі відбувається за допомогою 8-бітного контролера ATXmega16A. Для збільшення чутливості установки електричний сигнал з ФЕП підсилювався в 10 разів малошумливим підсилювачем на базі операційного підсилювача AD8675. Для створення знакозмінних сигналів використовувалась мікросхема LB1648, яка являє собою двохканальний мостовий драйвер шагового двигуна.

Керуюча частина за допомогою контролера ATmega8A і 16-бітного ЦАП (цифро-аналогового перетворювача) створює сигнали регулювання сили і напрямку струму в електромагніті, а також сигнали для управління розгорткою монохроматора.

Комунікаційна частина забезпечує збір отриманої інформації, передавання її на комп'ютер, а також передавання керуючих сигналів з комп'ютера. Контролер ATmega8A періодично проводить опитування підключених приладів через шину з інтерфейсом RS485 (кабель кручена пара), а з комп'ютером підтримує зв'язок через COM-порт. Такий спосіб дозволяє оперативно збирати дані, отримувати підтвердження про прийом і попередньо обробляти інформацію з усіх підключених до шини пристроїв незалежно від кількості завдань на комп'ютері, формувати підготовлені пакети вимірних даних і передавати їх на комп'ютер не заважаючи його зайвими задачами. До того ж частота звернень операційної системи комп'ютера до COM-порту непостійна і рідко буває вищою за 100 Гц, яка б могла суттєво пригальмувати роботу при значній кількості різних приладів, підключених до шини. Всі

частини схеми підключені до шини і до комп'ютера через блоки оптичної розв'язки, що забезпечує гальванічну розв'язку і виключає вплив керуючих сигналів, імпульсних наводок комп'ютера, різноманітних блукаючих струмів на результати вимірів АЦП.

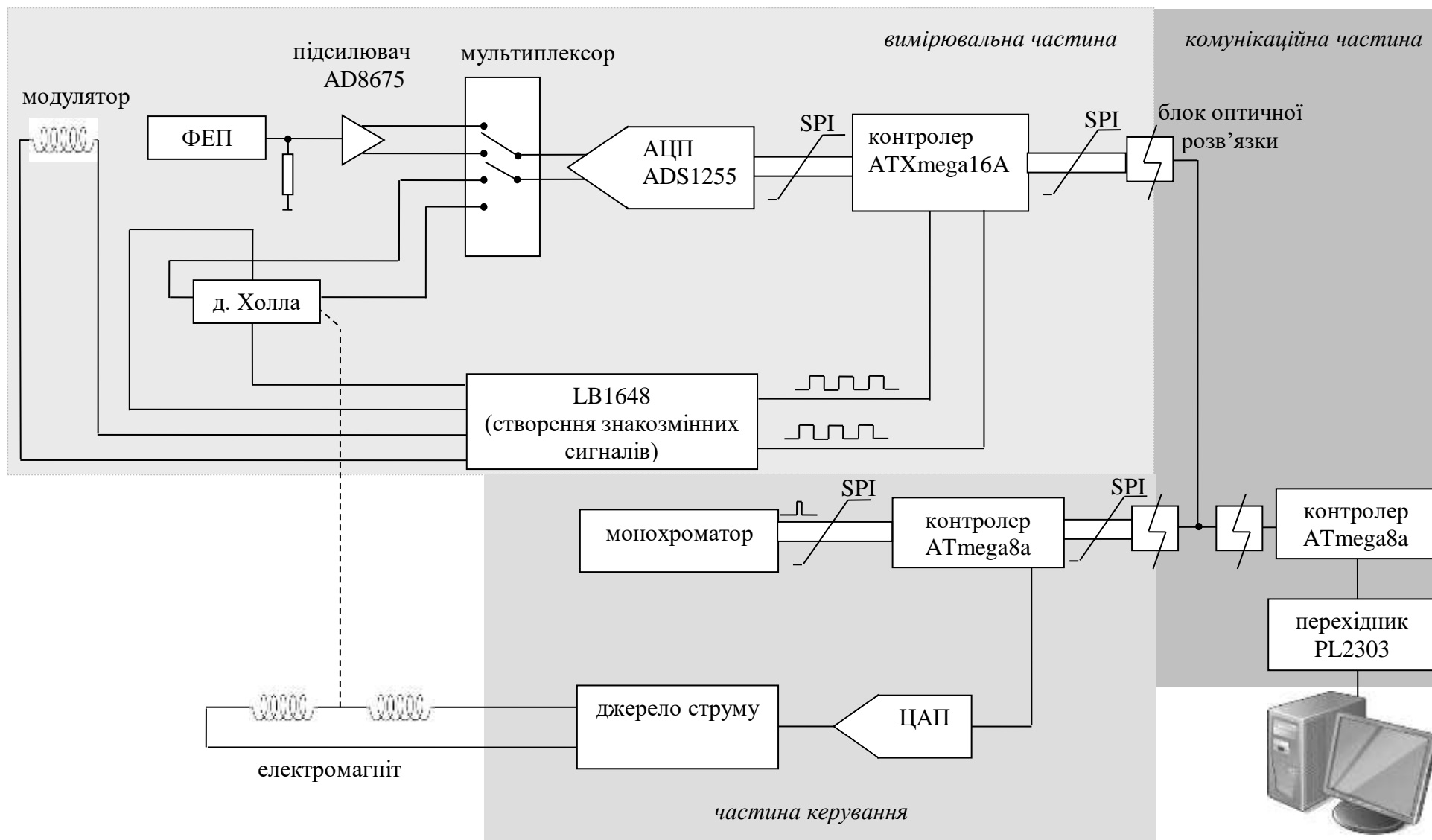


Рис. 2.10. Схема електричної частини установки.

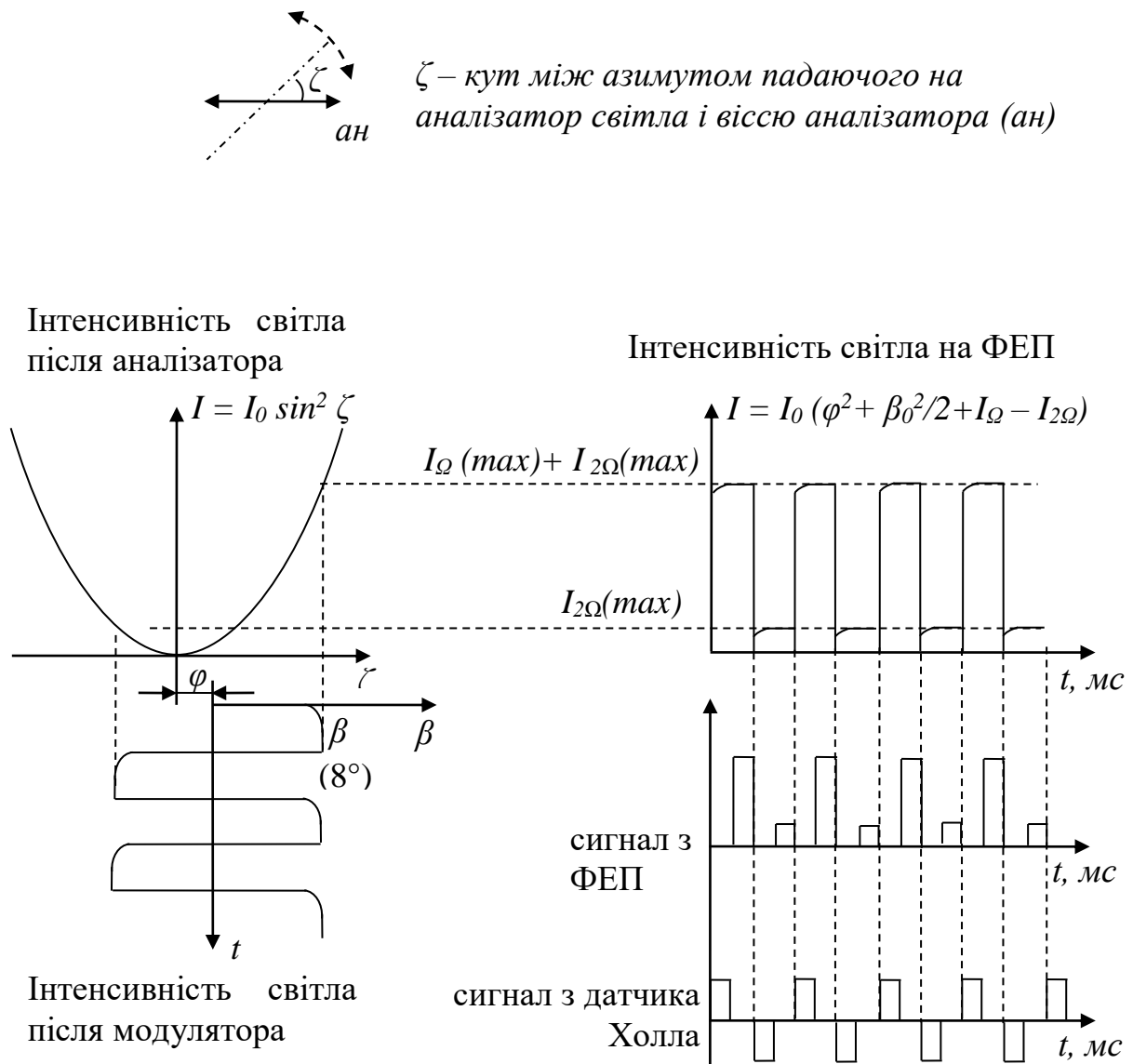


Рис. 2.11. Зміна інтенсивності світла при $\varphi \neq 0$. Світловий пучок, який потрапляє на ФЕП, містить меандроподібні гармоніки з частотами Ω і 2Ω . Справа внизу – розділене за часом зчитування сигналів з каналів мультимплексора.

Не зважаючи на комп'ютеризацію, метод вимірювання Фарадеевого, а також Керового кутів, залишився той самий, модуляційний. Інтенсивність світла, що пройшло через систему поляризатор-аналізатор, визначається законом Малюса (2.1) (рис. 2.11). З мікросхеми LB 1648 на модулятор подається змінна напруга 5В, сигнал у формі меандра. Не зважаючи на те, що

напруга удвічі менша за 10 В синусоїдального сигналу, який подавали із звукового генератора до комп'ютеризації, сигнал-меандр дозволяє швидше перемагнічувати феримагнітну плівку Фарадєєвого модулятора. Коливання площини поляризації світла модулятором тепер не синусоподібне, а меандроподібне. Проте, на передньому фронті сигналів з ФЕП видно заокруглення (рис. 2.11), спричинене перемагнічуванням плівки модулятора. В той час, поки плівка модулятора переходить у магнето-насичений стан, вхідний канал мультиплектора АЦП підключається до датчика Холла для визначення напруженості магнітного поля електромагніту, мультиплектор підключає АЦП на вихід підсилювача ФЕП. Таким чином інформація з ФЕП зчитується при максимальних значеннях амплітуди модуляції в момент, коли плівка ітрій-вісмутового залізного гранату модулятора досягає стану магнітного насичення (рис. 2.11).

Час роботи АЦП використовується в повній мірі. В проміжках часу, коли сигнал з каналу ФЕП мультиплектора не вимірюється, фіксуються дані з датчика Холла. Зчитування інформації з кожного каналу мультиплектора відбувається за 20 мс. Тобто, в одну секунду робиться п'ятдесят замірів. Кожен цикл зчитування інформації можна розділити на чотири кроки. Перший крок – збір інформації з датчика Холла. Другий крок – реєстрація інформації з ФЕП. Третій крок – збір інформації з датчика Холла, коли модулятор відхиляє площину поляризації світла в протилежному напрямку. Четвертій крок – зчитування сигналу з каналу ФЕП при відхиленні площини поляризації світла модулятором у протилежному напрямку.

Кут обертання площини поляризації світла зразком як при ефекті Фарадея, так і при ефекті Кера, вираховується при порівнянні сигналу з каналу ФЕП на частоті модуляції Ω з аналогічним сигналом від калібрувального пристрою.

2.2.3. Спосіб вимірювання еліптичності при магнетооптичних ефектах Кера і Фарадея

Технічні можливості експериментальної установки дозволяють проводити виміри еліптичності при магнетооптичних ефектах Кера і Фарадея. Як і при вимірах кута обертання досліджуваний зразок розміщували між схрещеними поляризатором і аналізатором (рис. 2.12). Замість Фарадеєвого модулятора при вимірах еліптичності використовували п'єзооптичний модулятор разом із компенсатором залишкового двозаломлення модулятора, які розміщували між зразком і аналізатором. Робочим тілом п'єзооптичного модулятора було кварцове скло, яке, на відміну від слабпрозорого Фарадеєвого модулятора, не поглинало світло, що дозволяло зменшити шуми і використати замість лазера монохроматор з лампою розжарювання. В основі роботи п'єзооптичного модулятора явище фотопружності, яке виникає у кварцовому склі, механічно з'єднаному з керамічним п'єзоелементом (рис. 2.13).

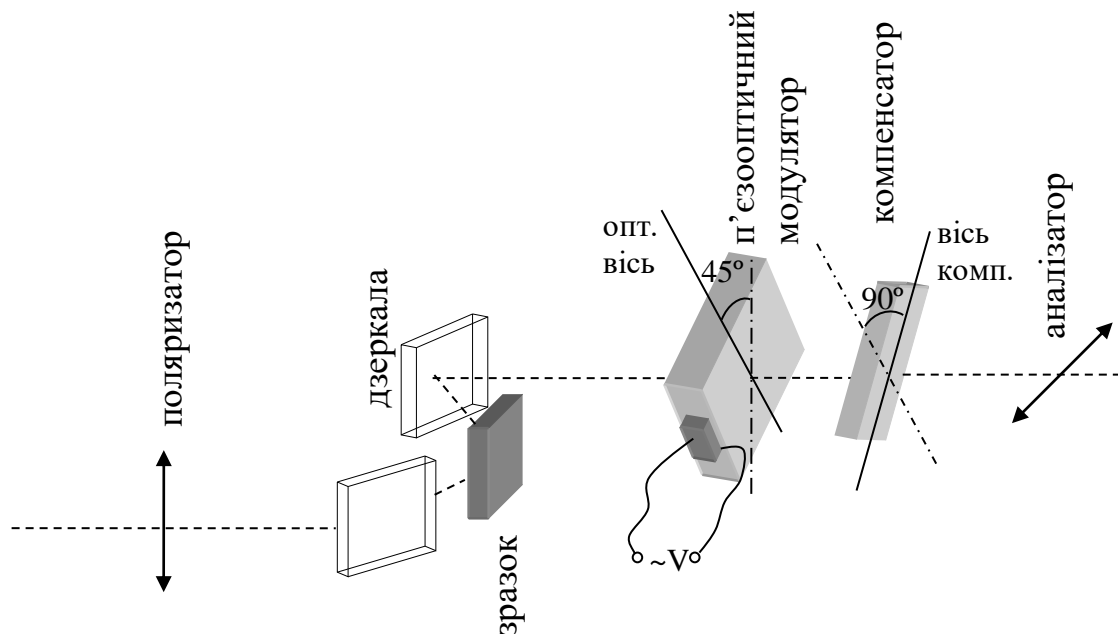


Рис. 2.12. Оптична схема розташування основних елементів установки для вимірювання еліптичності при поздовжньому ефекті Кера.

На п'єзоелемент подається змінна електрична напруга, яка завдяки оберненому п'єзоелектричному ефекту, спричиняє розповсюдження акустичних коливань в аморфному кварці. Частота збуджень вибирається із спектру власних резонансних частот такою, щоб стояча акустична хвиля, яка виникає у кварцовому бруску, мала пучність в його центрі. Внаслідок цих акустичних коливань кварц стає оптично анізотропним з періодичною у часі змінною анізотропією. Він виконує роль змінної фазової пластинки, яка здатна модулювати поляризацію світла, що крізь неї проходить. Азимут оптичної осі модулятора можна змінювати на кут більший за 180° , повертаючи його в тримачі з лімбом. Під час вимірів еліптичності кварц модулятора було зорієнтовано таким чином, щоб його оптична вісь була під кутом $\alpha = 45^\circ$ до осі пропускання поляризатора. Зміни поляризації світла на виході з п'єзооптичного модулятора можна показати за допомогою сфери Пуанкаре (рис. 2.14 (а)), на якій вісь пропускання аналізатора позначено як *ан*, поляризатора – *пол*, а оптична вісь модулятора – *мод*. На сфері Пуанкаре кут $\alpha = 45^\circ$ між віссю пропускання аналізатора і оптичною віссю модулятора відповідає куту $2\alpha = 90^\circ$. Лінійно поляризоване світло після проходження п'єзооптичного модулятора перетворюється на еліптично поляризоване. Величина і знак еліптичності змінюються періодично в часі відповідно до електричної напруги, яка подається на п'єзодатчик, що на сфері Пуанкаре показано як переміщення по дузі $M(t) = \delta_M \cdot \cos \Omega t$, де δ_M – амплітуда модуляції – максимальне значення різниці фаз між власними світловими модами кварцу.

В кварцовому склі, яке використовувалось для модулятора існувало залишкове двозаломлення технологічної природи, для якого різниця фаз між власними ортогональними модами становила близько $\sigma = 1^\circ$ (рис. 2.14 (б)). Появу еліптичності світла завдяки залишковому двозаломленню модулятора можна продемонструвати за допомогою сфери Пуанкаре як переміщення з т. Р у т. G. (рис. 2.14 (б)). Наявність залишкового двозаломлення збільшувало шуми оптичного сигналу. Для компенсування цього двозаломлення за модулятором розміщували компенсатор. У якості компенсатора було використано брусок

аморфного кварцу, двозаломлюючі властивості якого можна було створювати і регулювати зовнішнім тиском (рис. 2.13).

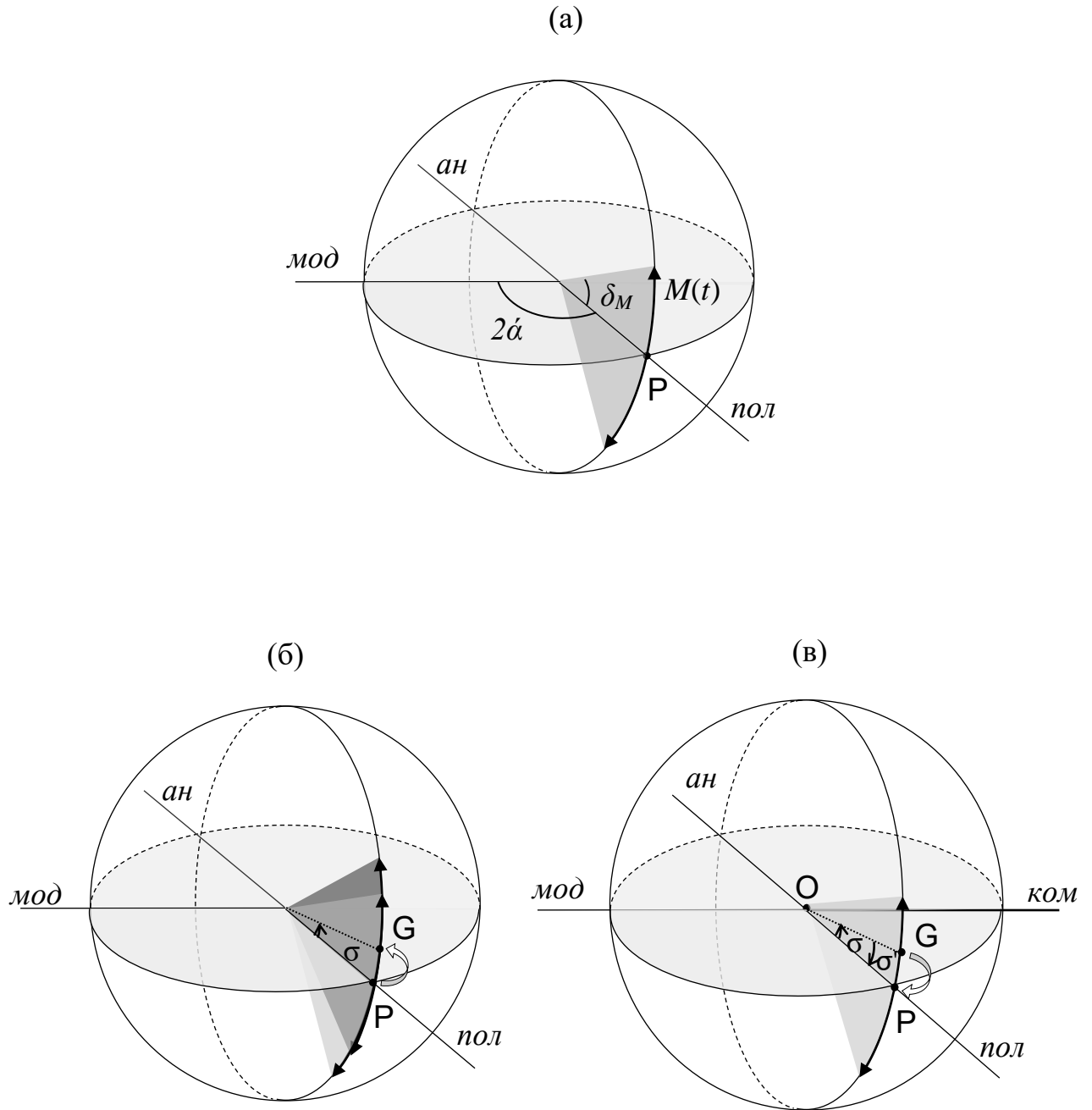


Рис. 2.14. Демонстрація за допомогою сфери Пуанкаре: зміни поляризації світла на виході з n 'єзооптичного модулятора – (а), виникнення залишкової еліптичності через двозаломлення в кварцовому модуляторі – (б), компенсації залишкової еліптичності модулятора завдяки зусу фаз σ' між світловими модами в калібраторі – (в).

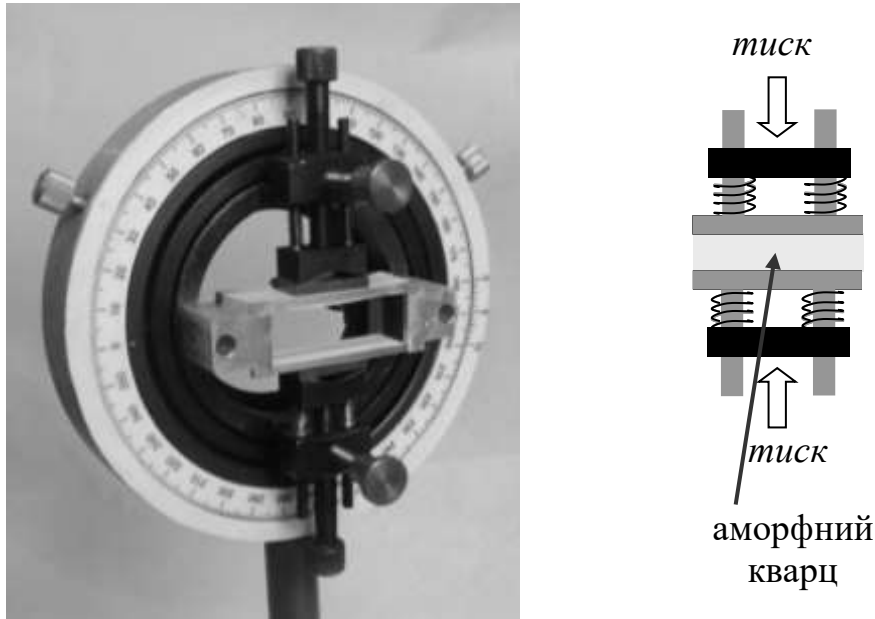


Рис. 2.13. Зовнішній вигляд і схематичне зображення компенсатора залишкового двозаломлення n' єзооптичного модулятора.

Компенсатор було зорієнтовано таким чином аби його вісь *ком* (рис. 2.14 (в)) була під кутом 90° до оптичної осі модулятора *мод*. При такій орієнтації компенсатора еліптично поляризоване світло, яке виникає через залишкове двозаломлення у кварці модулятора, проходячи крізь компенсатор, знову перетворюється на лінійно поляризоване завдяки різниці фаз між власними світловими модами компенсатору σ' . На сфері Пуанкаре вплив компенсатора на поляризацію світла можна зобразити як переміщення на поверхні сфери із т. G у т. P (рис. 2.14 (в)).

Еліптичність η , яка виникає при вимірах, на сфері Пуанкаре можна якісно показати як появу кута 2η між площиною екватора сфери Пуанкаре і центром (т. M_0) дуги $M(t)$.

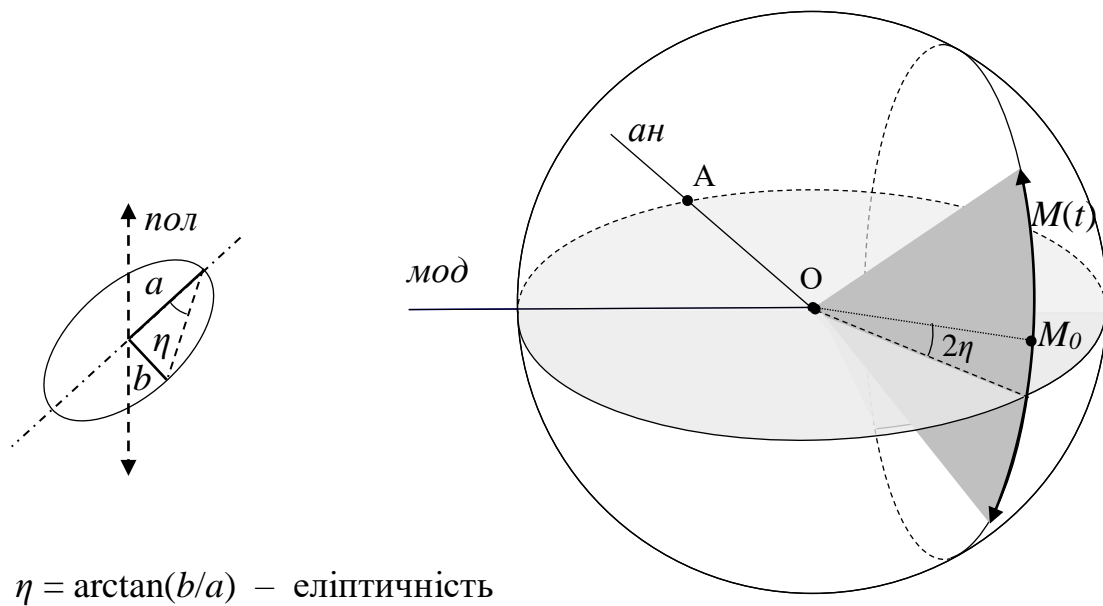


Рис. 2.15. Демонстрація за допомогою сфери Пуанкаре змін поляризації світла при появі еліптичності η .

2.3. Вимірювання змін електричного опору плівок $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$ в магнітному полі

Вимірювання змін електричного опору набору плівок $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$ при збільшенні магнітного поля проводили при кімнатній температурі стандартним чотири-контактним методом (методом ван дер Пау [61]) за допомогою цифрового вольтметра Keithley–2000. Для вимірів було використано «зразки-свідки» (рис. 2.16 (б)), виготовлені при тих самих умовах, що і набір досліджуваних плівок.

Геометрія вимірів була поздовжньою: магнітне поле H прикладалося в площині плівки паралельно напрямку постійного електричного струму I , який пропускали через контакти 1–4 (рис. 2.16 (а)), а величина струму задавалася автоматично цифровим вольтметром в залежності від опору плівок. Контакти 2–3 підключали до клем вольтметра, на яких реєстрували зміни напруги U

плівок. Вирахування вольтметром електричного опору плівок відбувалося автоматично.

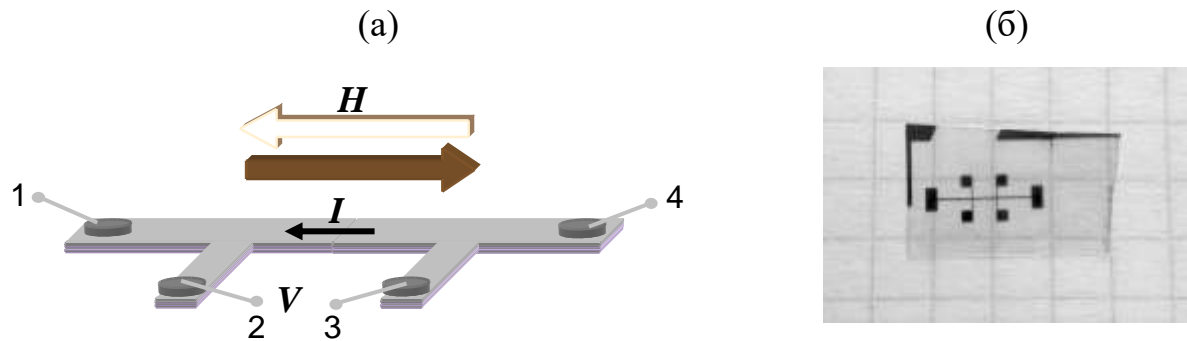


Рис. 2.16. Схематичне зображення (а) і фотографія (б) одного із «зразків-свідків», які використовували при магнеторезистивних вимірах.

2.4. Вимірювання намагніченості плівок SQUID-магнетометром

Прямі експерименти з вимірювання магнітних моментів багатошарових плівок, які потім були перераховані в намагніченість, як функції від інтенсивності зовнішнього магнітного поля і температури були проведені на автоматизованому квантовому магнетометрі, який було виготовлено на базі високочастотного надпровідного квантового інтерферометра (SQUID, Superconducting QUantum Interference Device) у відділі «Магнітних і пружних властивостей твердих тіл» Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України. Магнетометр призначений для вимірювання абсолютних значень магнітного моменту речовин в інтервалі температур $4,2 \text{ K} < T < 320 \text{ K}$ і в магнітних полях до $\pm 50 \text{ кЕ}$. Чутливість магнетометру до магнітного моменту становить $\sim 10^{-6}$ емо. Експериментальна установка складається із трьох систем: криогенної, магнітної і вимірювальної.

Магнетометр вимірює зміну щільності магнітного потоку в надпровідних детекторних котушках, всередині яких переміщується досліджуваний зразок. При переміщенні зразка магнітний момент в ньому індукує електричний струм у вимірювальних котушках. Вимірювальні котушки, з'єднувальні дроти і

SQUID-датчик утворюють замкнутий електричний контур, в якому будь-яка зміна магнітного потоку у вимірювальних котушках призводить до зміни постійного струму в ланцюзі.

Антенa магнетометру, яка являє собою градієнтметр третього порядку, складається з чотирьох надпровідних котушок з різною кількістю витків по схемі "1–3–3–1". Котушки розташовані в центрі надпровідного магніту. SQUID–магнетометр визначає абсолютне значення магнітного моменту зразка по залежності вихідної напруги SQUID-датчика від положення зразка при його русі через систему вимірювальних котушок. Зміна вихідної напруги SQUID-датчика прямо пропорційна зміні магнітного потоку у вхідному контурі. В результаті одного циклу руху зразка виходить набір дискретних електричних напруг, так звана крива транспорту. Щоразу після закінчення вимірювання кривої транспорту (рис. 2.17) обчислюється магнітний момент зразка.

SQUID-датчик являє собою гібридний одноконтактний інтерферометр із зміщенням на змінному високочастотному струмові. Для цього з ним індуктивно з'єднаний коливальний контур, який збуджується струмом на резонансній частоті ~ 30 МГц. Дисипативні властивості інтерферометра призводять до того, що високочастотна напруга на коливальному контурі змінюється в залежності від величини магнітного потоку в контурі інтерферометру за періодичним законом (близьким до симетричного пилкоподібного) з періодом, який дорівнює кванту потоку $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$ Вб. Ця властивість використовується для перерахунку магнітного потоку в приймальному ланцюзі в напругу.

Магнітний момент μ досліджуваного зразка визначається за формулою:

$$\mu = \hat{A} \cdot \Delta Y,$$

де \hat{A} – калібрувальна стала магнетометру, а ΔY , – різниця між екстремумами сигналу магнетометру, які виникають при послідовному проходженні зразка через приймаючі петлі градієнтметра (рис. 2.17).

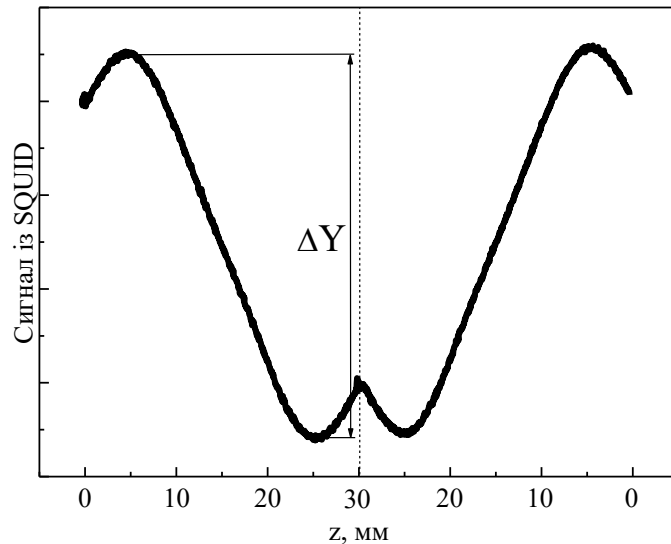


Рис. 2.17. Типовий вимірювальний сигнал SQUID-магнетометра, отриманий при переміщенні досліджуваного зразка через приймаючі петлі градієнтнометра.

2.5. Отримання зображення поверхні плівки за допомогою атомного силового мікроскопу

Дослідження поверхні плівок були проведені за допомогою атомного силового мікроскопу Nanoscope IV from Veeco в Університеті Авейру (Португалія). Зображення поверхонь плівок були оброблені за допомогою програмного забезпечення Gwiddion (версія 2.37).

В основі роботи будь-якого атомного силового мікроскопу (АСМ) лежить силова взаємодія між зондом і поверхнею, для реєстрації якої використовують зондові датчики – пружні консолі (кантилевери) із зондом на кінці у вигляді гострого виступу (рис. 2.18). Поява виступів чи впадин на поверхні досліджуваного зразка під вістрям зонду призводить до зміни сили Ван-дер-Ваальса, диполь-дипольної чи електростатичної взаємодії між ними. Це впливає на величину згину консолі. Реєструючи величину згину ΔZ можна контролювати силу взаємодії зонда з поверхнею $F = K \cdot \Delta Z$ і робити висновки про рельєф поверхні.

Для отримання зображення поверхні досліджуваних плівок $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$ використовували кремнієві зонди з константою жорсткості $k = 42 \text{ Н/м}$.

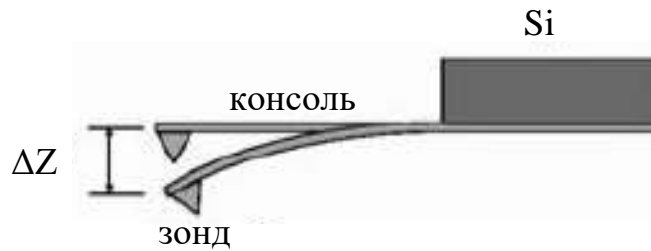


Рис. 2.18. Схематичне зображення зондового датчика.

Реєстрація згинів консолі зондового датчика відбувається за допомогою оптичних методів з використанням напівпровідникового лазера (рис. 2.19). Оптична система юстується таким чином аби випромінювання лазера було сфокусоване на консолі зондового датчика, а відбитий пучок потрапляє у центр фоточутливої області чотирисегментного фотодіоду. Величину і напрямок згину консолі зондового датчика вираховують по змінам фотоструму в різних сегментах фотодіоду з точністю кутового відхилення кантилевера до $0,1^\circ$, що забезпечує роздільну здатність $0,1 \text{ нм}$.

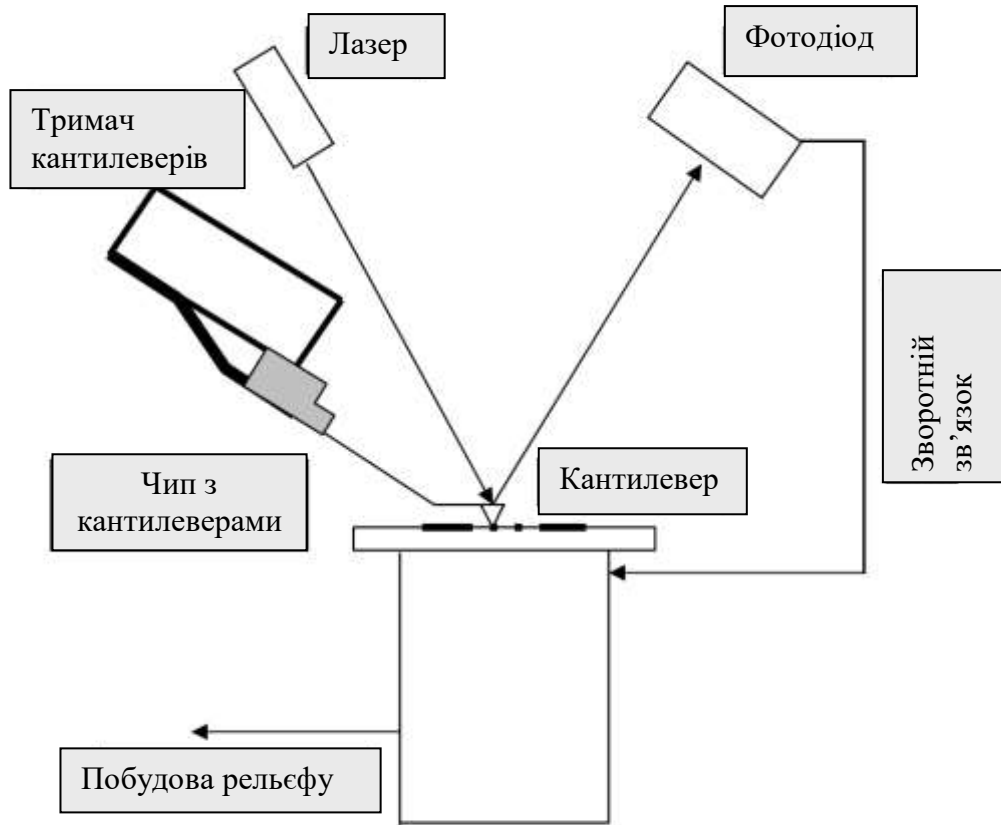


Рис. 2.19. Схема реєстрації відхилень кантилевера.

Зображення поверхні досліджуваних плівок були отримані в напівконтактному режимі коливань кантилевера (tapping mode). В такому режимі кантилевер здійснює вимушені коливання уздовж осі Z (з амплітудою від декількох нанометрів до 100 нм) поблизу характерної для нього резонансної частоти. Коливання збуджуються за допомогою п'єзоелемента, який закріплено на консолі. При скануванні електронна система зворотнього зв'язку підтримує постійною амплітуду коливань, яка задається оператором. Напруга в «петлі» зворотнього зв'язку записується в пам'ять комп'ютера у якості АСМ-зображення рельєфа поверхні. Одночасно при скануванні зразка в кожній точці реєструються зміни фази коливань кантилевера, які записуються у вигляді розподілу фазового контрасту. Для досліджуваних плівок було використано кантилевер з резонансною частотою близько 320 кГц.

РОЗДІЛ 3

ЕФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПЛІВКАХ [Co/Cu(d_{Cu})]₂₀

В цьому розділі викладено результати вимірів і аналізу залежностей кута повороту осі еліпса поляризації світла φ при ефекті Фарадея досліджуваних плівок від напруженості магнітного поля $\varphi(H)$ (плівки були орієнтовані перпендикулярно до силових ліній магнітного поля і до хвильового вектора світла). З метою мінімізації впливу двозаломлення у слюдяній підкладці на величину кута φ , зразки були закріплені таким чином, що світло спочатку проходило крізь слюдяну підкладку, а потім крізь багат шарову плівку [Cu/Co]₂₀. При цьому поляризація падаючого світла була паралельною до оптичних осей у слюді. Внесок від слюдяної підкладки у Фарадееве обертання не перевищував $3 \cdot 10^{-5}$ град/кЕ. Внесок у сумарне обертання площини поляризації світла від Фарадеевого обертання в лінзах, спричинене полями розсіювання електромагніту, був менший за $2 \cdot 10^{-4}$ град/кЕ. Ці два внески було виміряні і відняті з експериментальних залежностей $\varphi(H)$.

3.1. Монотонні зміни Фарадеевого обертання

На рис. 3.1 показані залежності $\varphi(H)$ без внесків від лінз і слюдяних підкладок для декількох плівок, які мають товщину шарів міді $d_{Cu} = 0,6; 0,9; 1,35; 1,8; 1,9$ та $2,0$ нм. З рисунку видно, що для однієї і тієї ж плівки залежності $\varphi(H)$ є однаковими при наростанні і зменшенні напруженості магнітного поля, без гістерезисних магнітних петель в межах розкиду експериментальних точок. Тому вважалось, що магнітний стан наноплівок був достатньо рівноважним.

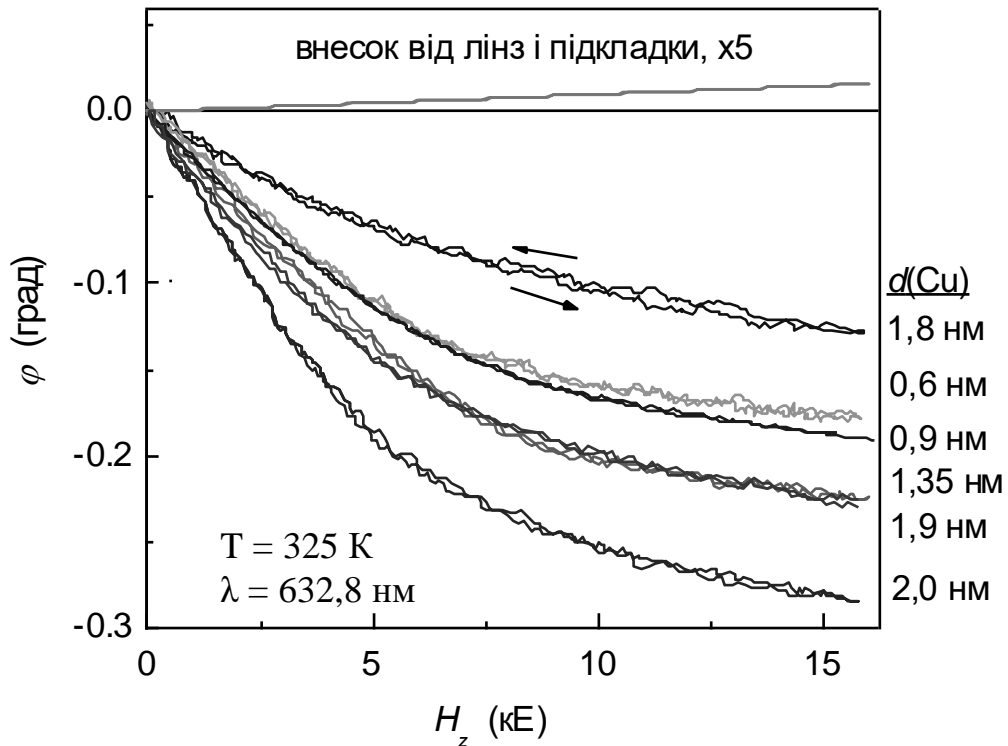


Рис. 3.1. Залежності Фарадеевого обертання від магнітного поля для декількох плівок $[Co/Cu]_{20}$. Внесок від лінз і підкладки показано збільшеним у 5 разів.

Залежності Фарадеевих кутів φ від товщини шарів міді $\varphi(d_{Cu})$ показані на рис. 3.2. Слід зазначити, що отримані кути обертання при ефекті Фарадея, який пропорційний намагніченості феромагнетика, при одній і тій же напруженості магнітного поля є різними для більшості плівок. Ця особливість є незвичною для досліджуваних плівок, в яких номінальна товщина магнетооптичних шарів Co є незмінною. Залежності $\varphi(d_{Cu})$ демонструють дві особливості, а саме монотонне наростання Фарадеевого обертання при збільшенні товщини шарів міді і провали, що спостерігаються при d_{Cu} в околі 1,0 нм і 1,8 нм. Монотонне наростання на рис. 3.2 показано пунктирною лінією.

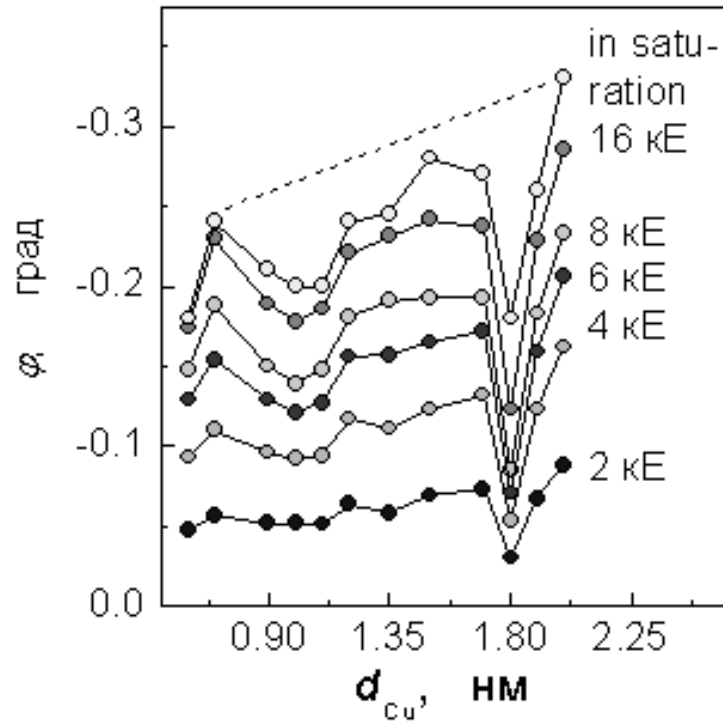


Рис. 3.2. Кути Фарадеєвого обертання φ в плівках $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$ при різних напруженості зовнішнього магнітного поля в залежності від товщини шарів Cu . Пунктирною лінією показано монотонне наростання Фарадеєвих кутів при збільшенні товщини шарів міді.

Незважаючи на те, що напрямок $[111]$ є «легкою віссю» кристалічної анізотропії шарів кобальту, магнетодипольний внесок у енергію анізотропії є домінуючим і тому магнітна анізотропія наноплівок Co/Cu є «легка площина» (111) [62]. Магнетопольові залежності $\varphi(H)$ в малих полях, суттєво менших за ефективні поля локальної анізотропії $H \ll H_{loc}$, є справжніми лінійними, а не такими які асимптотично наближаються до лінійних. Лінійне наростання кута φ може спричинятися полем розмагнічування і обмінним полем антиферомагнітної взаємодії між ФМ шарами. Намагніченість у такому випадку визначається як

$$M(H < H_{loc}) = \frac{H}{N + \gamma}, \quad (3.1)$$

де N – розмагнічуючий фактор, $\gamma = \frac{H_{exch}^{AFM}}{M/2}$ – обмінна константа внутрішнього молекулярного поля.

Лінійні з полем інтервали на залежностях $\varphi(H)$ були виділені для всіх плівок шляхом побудови різниці $\varphi - CH$ як функції від поля. При цьому параметр C для кожної плівки підбирався таким аби повністю компенсувати лінійне наростання φ і отримати плато $|2H_{loc}|$ на залежностях $\varphi - CH = f(H)$ (рис. 3.3).

Поклавши $N = 4\pi$ і визначивши нахил лінійних ділянок $\varphi = CH$, з експерименту можна було б, знаючи γ , одержати, крім сталої Верде V , ще й сталу Кундта K - коефіцієнт пропорційності між питомим Фарадеевим кутом і намагніченістю плівки:

$$V = \frac{C}{md_{Co}}, \quad K = (4\pi + \gamma)V. \quad (3.2)$$

Розмагнічуючий фактор N багат шарової плівки у напрямку перпендикулярному до площини плівки є близьким до 4π . В наближенні, де багат шарова плівка Co/Cu розглядається як набір сплюснутих феромагнітних дисків, площини яких співпадають з площиною плівки, які рівномірно розподілені в матриці Cu з ефективною густиною $\rho = d_{Co}/(d_{Co} + d_{Cu})$, розмагнічуючий фактор визначається як $N = (1 - \rho)N_{disk//} + 4\pi\rho$, де $N_{disk//} \approx 4\pi/(1 + 1,6 d_{Co}/D)$ для диска діаметром $D \gg d_{Co}$ [63, 64]. Параметр $N/4\pi$ змінюється від 0,90 до 0,95 при зміні товщини мідних шарів d_{Cu} (від 0,6 до 2,0 нм) і при зміні діаметру дисків D (від 8 до 10 нм). Беручи до уваги, що кобальтові диски суміжних багат шарових зерен лежать в одній площині, N має бути ще ближче до 4π . Для отримання залежності $K(d_{Cu})$ було зроблено припущення, що феромагнітні шари в колумнарних зернах по формі є близькими до дисків для всіх плівок, а коефіцієнти N для них є однаковими і мають значення 4π . Помилка у визначенні K , спричинена відмінністю коефіцієнта N від 4π , не перевищує 10%.

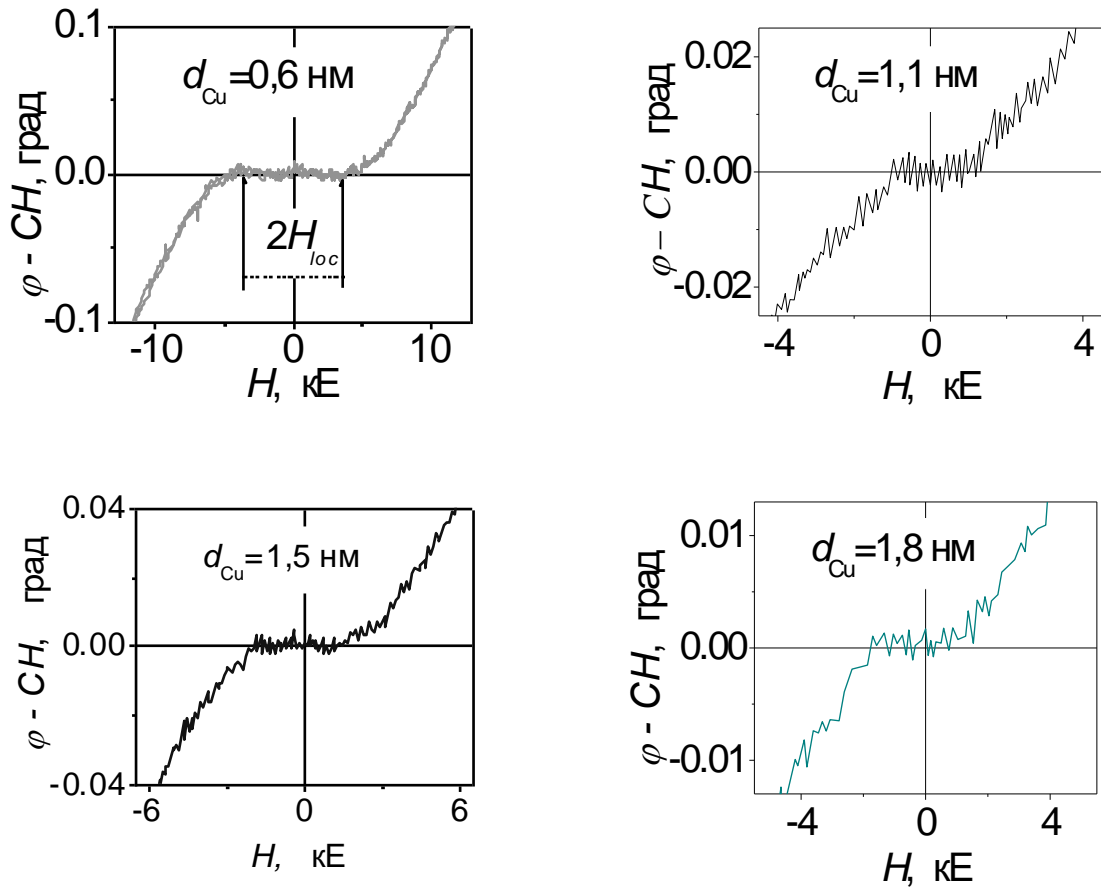


Рис. 3.3. Існування лінійних по полю ділянок на залежностях $\varphi(H)$ в полях $H \ll H_{loc}$, які трансформовано в горизонтальні плато магнетопольових залежностей величини $\varphi - SN$ від магнітного поля.

На рис. 3.4 точками показано значення коефіцієнтів Кундта K_{cond} для всіх плівок, які отримані при умові, що антиферомагнітна 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. 3.2) 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.

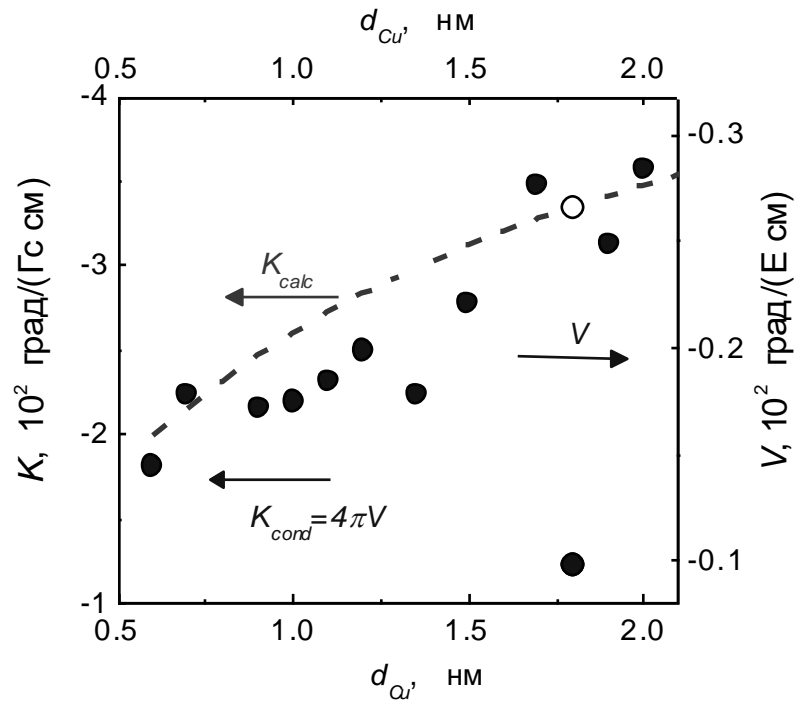


Рис. 3.4. Точками показано величини коефіцієнта Верде, $V = \frac{\varphi(d_{Cu})}{md_{Co}H}$, та коефіцієнта Кундта, $K = \frac{\varphi(d_{Cu})}{md_{Co}M}$, отримані за допомогою виразу (3.2) за умови, що $\gamma = 0$. Пунктиром показано розрахунок величин K_{calc} за допомогою виразу (3.6), допускаючи, що намагніченість ферромагнітних шарів M_0 є незмінною.

Вплив НМ шарів на магнетооптичні ефекти в ФМ/НМ багат шарових структурах досліджувались теоретично і експериментально в багатьох роботах [65 - 73]. Серед різних механізмів впливу було розглянуто гібридизацію електронних орбіталей НМ і ФМ атомів поблизу інтерфейсів, яка призводить до змін енергетичної структури рівнів обох металів. Ці зміни можуть спричиняти як збільшення так і зменшення магнетооптичних ефектів в залежності від довжини хвилі світла і товщини шарів металів [65]. Як було показано в роботі [54] зміни у спектрах магнетооптичного полярного ефекту Кера наноплівки Со/Си, які спричинені гібридизацією, не перевищують 10%. Внесок гібридизованих інтерфейсів у Фарадееве обертання має бути значно меншим.

Спінова поляризація електронів провідності НМ шарів, суміжних з ФМ шарами, також може впливати на величину магнетооптичних ефектів [66]. Цей механізм залежить від товщини НМ шарів. Зміни магнетооптичних властивостей є результатом створення нових резонансних станів (станів квантових ям) спін-поляризованих електронів провідності в НМ шарі, які індукують антиферромагнітний обмінний зв'язок між ФМ шарами. Збільшення магнетооптичного Керового обертаня, спричинене цим квантовим розмірним ефектом, не перевищує 10% [39 – 67].

В залежності від товщини і кількості шарів НМ і ФМ металів величини магнетооптичних ефектів зазвичай розраховують використовуючи метод матриці переносу [68 – 70]. Проте, у випадку, коли період структури $A = d_{FM} + d_{NM}$ набагато менший за довжину світлової хвилі, $A \ll \lambda$, величини магнетооптичних ефектів можна розрахувати методом ефективного середовища [71, 72]. Цим методом користувались при розгляді дисперсії оптичних і магнетооптичних параметрів для двокомпонентної багат шарової плівки Co/Cu з метою порівняти розраховані і експериментальні дані. Різниця між експериментом і розрахунком в цьому методі не перевищувала 20% [67].

Допускаючи, що компоненти тензора діелектричної сприйнятливості $\varepsilon_{ij}(\text{Co})$ і $\varepsilon_{ij}(\text{Cu})$ однакові для всіх наноплівочок $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$, можна виразити кут Фарадеевого обертаня для намагніченої плівки як

$$\varphi = \frac{\pi d_{\text{eff}}}{\lambda} \frac{\text{Im}(N_{\text{eff}}) \text{Re}(\varepsilon_{xy}^{\text{eff}}) - \text{Re}(N_{\text{eff}}) \text{Im}(\varepsilon_{xy}^{\text{eff}})}{\text{Re}(N_{\text{eff}})^2 + \text{Im}(N_{\text{eff}})^2}, \quad (3.5)$$

де $d_{\text{eff}} = m(d_{\text{Co}} + d_{\text{Cu}})$ – ефективна товщина магнетооптичної плівки, яка дорівнює сумі товщин всіх магнетооптично активних і неактивних шарів [74].

$N_{\text{eff}} = \sqrt{\varepsilon_{xx}^{\text{eff}}}$ – комплексний ефективний показник заломлення.

$$\varepsilon_{xx}^{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_{xx}(\text{Co})d_{\text{Co}} + \varepsilon_{xx}(\text{Cu})d_{\text{Cu}}}{d_{\text{Co}} + d_{\text{Cu}}} \quad \text{і} \quad \varepsilon_{xy}^{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_{xy}(\text{Co})d_{\text{Co}} + \varepsilon_{xy}(\text{Cu})d_{\text{Cu}}}{d_{\text{Co}} + d_{\text{Cu}}} \quad \text{– ефективні}$$

діагональна і недіагональна компоненти діелектричного тензора, відповідно.

Для міді $\varepsilon_{xy}(\text{Cu}) = 0$.

Використовуючи вираз (3.5) було розраховано значення φ_{calc} і

коефіцієнтів Кундта в залежності від товщини d_{Cu}

$$K_{calc}(d_{Cu}) = \frac{\varphi_{calc}(d_{Cu})}{md_{Co}M_0} \quad (3.6)$$

для випадку намагнічених до насичення плівок $[Co/Cu(d_{Cu})]_{20}$, за умови, що АФМ-обмін між сусідніми шарами Со відсутній $\gamma = 0$ (рис. 3.4)). Компоненти тензора діелектричної проникності для кобальту $\varepsilon_{xx}(Co) = -11,85 - i19,04$ було взято з роботи [76], а для міді $\varepsilon_{xx}(Cu) = -11,64 - i1,64$ – з роботи [75]. Недіагональну компоненту для кобальту $\varepsilon_{xy}(Co) = 0,36 - i0,057$ було підібрано в межах розкиду існуючих даних [76–78]. Слід зазначити, що діагональні компоненти ε_{xx} і особливо недіагональні ε_{xy} , чи магнетооптичні коефіцієнти $Q = Q_1 + iQ_2 = i\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{xx}$, отримані в різних роботах, (див. Табл. 3.1) значно різняться між собою.

Таблиця 3.1. Компоненти тензора діелектричної проникності для Со і Си ($\lambda = 632,8$ нм).

$\varepsilon_{xx}(Co)$	$\varepsilon_{xy}(Co)$	Q	Посилання
$-11,85 - i19,04$	$0,89 - i0,89$	$0,055 - i0,013$	[76]
$-12,00 - i19,00$	$0,56 - i0,08$	$0,023 + i0,010$	[77]
$-8,19 - i16,38$	$0,499 - i0,1$	$0,027 + i0,007$	[78]
$-12,50 - i18,46$			[79]
$-11,50 + i18,31$			[80]
		$0,043 + i0,007$	[81]
$\varepsilon_{xx}(Cu)$			Посилання
$-11,64 - i1,64$			[75]
$-11,60 - i1,84$			[81]

Намагніченість насичення ФМ підсистеми була взята для всіх плівок однаковою $M_0 = 495$ Гс. Це значення було отримане для плівки з $d_{Cu} = 0,7$ нм із вимірів на SQUID-магнетометрі і використано через те, що значна частина (не менше 95 %) шарів Со цієї плівки складає ФМ підсистема [3].

Як видно з рис. 3.4, монотонно-зростаючий характер залежності $K(d_{Cu})$ добре описується в наближенні ефективного середовища. Цей опис можна покращити, якщо взяти до уваги залежність компонент тензора діелектричної

проникності від товщини ультратонких плівок [73]. Більш того, відбивання світла від поверхні металічних плівок значно залежить від їхньої товщини у випадку, коли ця товщина складає декілька атомних шарів [82]. Таким чином, імовірно, що багатократне відбивання світла від інтерейсів дає значний внесок у виявлене монотонне наростання Фарадєєвого обертання і цей внесок збільшується із збільшенням товщини шарів Cu.

3.2. Немонотонні зміни Фарадєєвого обертання

Немонотонні зміни Фарадєєвого обертання із збільшенням товщини мідних шарів в багат шарових плівках Co/Cu полягають у зменшенні кута Фарадєєвого обертання і у зменшенні магнетооптичного коефіцієнта Кундта K при товщині мідних шарів близько до 0,9 нм і 1,8 нм. Зменшення кута φ може бути спричинене: 1) зменшенням кількості атомів кобальту, об'єднаних в феромагнітні блоки; 2) збільшенням анізотропії типу «легка площина» і 3) появою антиферомагнітної обмінної взаємодії між феромагнітними блоками сусідніх атомів кобальту. Та обставина, що виявлені властивості спостерігаються при товщині шарів міді, при якій виникає обмінна взаємодія Рудермана-Кіттеля-Касуї-Іосіда між шарами кобальту [83], вимагає розгляду можливості впливу розмірного квантування електронної густини в шарах міді на магнетооптичні властивості багат шарових плівок.

Антиферомагнітна (АФМ) обмінна взаємодія між ФМ шарами змінює величину коефіцієнта K . Антиферомагнітне обмінне поле затримує розворот магнітних моментів ФМ кобальтових шарів до напрямку зовнішнього магнітного поля так само як і поле розмагнічування. Для плівки з $d_{Cu} = 1,8$ нм, для якої спостерігається найглибший мінімум на залежності $K(d_{Cu})$ (рис. 3.4), експериментально отримана величина коефіцієнта Кундта складає $K = -1.22 \cdot 10^2$ град/(Гс·см), а розрахована – знаходиться на рівні $K_{calc} = K(\gamma = 0) = -3.34 \cdot 10^2$ град/(Гс·см). Використовуючи вир. (3.2) для цієї плівки було розраховано обмінний параметр γ :

$$\gamma = \frac{4\pi(K - K_{calc})}{K_{calc}} = -7.97.$$

Беручи намагніченість суміжніх АФМ-зв'язаних ФМ шарів Со як $M_0 = 495$ Гс, отримаємо обмінне поле

$$H_{exch}^{AFM} = \frac{|\gamma| M_0}{2} \approx 2kE$$

і енергію АФМ обмінного зв'язку, нормовану на одиницю площі енергії,

$$J = \frac{|\gamma| M_0^2 d_{Co}}{2} = 0,08 \frac{erg}{cm^2}.$$

Це значення близьке до енергії обмінного зв'язку, отриману для систем [Co/Cu(111)]_m/Со в різних експериментах: 0,1 ерг/см² [83], 0,06 ерг/см² [84] і 0,05 ерг/см² [85].

При такому поясненні глибина провалів на залежностях Фарадеевого кута $\varphi(d_{Cu})$, одержаних при різних величинах напруженості магнітного поля (рис. 3.2), 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 однорідності плівок. Іншою причиною може бути фрагментація шарів кобальту в зернах плівки, а також спричинене «втраченими спінами» (відокремленими від ФМ масиву одинокими атомами Со та їх дрібними кластерами в масиві міді) зменшення намагніченості ферромагнітних шарів при незмінному коефіцієнті пропорційності Кундта.

Для отримання інформації про залежність кількості «втрачених спінів» від товщини шарів міді для всіх плівок були визначені Фарадесві кути

обертання у стані магнітного насичення. Для більшості плівок максимального в експерименті магнітного поля було недостатньо для досягнення магнетонасиченого стану. Тому, залежності $\varphi(H)$ для кожної плівки було перебудовано у залежності від внутрішнього магнітного поля за умови, що $\gamma = 0$,

$$H_{\text{int}} = H - 4\pi \frac{\varphi(H)}{K_{\text{calc}} m d_{\text{Co}}}$$

і кути Фарадеевого обертання в насиченні, φ_{sat} , були отримані шляхом лінійної екстраполяції до нуля залежностей $f(\varphi) = \varphi(H_{\text{int}})/H_{\text{int}}$. Намагніченість плівок в насиченні визначалась як

$$M_{\text{sat}}(d_{\text{Cu}}) = \frac{\varphi_{\text{sat}}(d_{\text{Cu}})}{K(d_{\text{Cu}}) m d_{\text{Co}}},$$

де $\varphi_{\text{sat}} = \varphi(f=0)$.

На рис. 3.5 на прикладі декількох плівок зображено спосіб визначення φ_{sat} і M_{sat} . Одержані величини M_{sat} відповідають намагніченості ФМ блоків і достатньо крупних суперпарамагнітних кластерів. Внеском від намагнічування «втрачених спінів» (до 20 атомів в одному кластері) [86, 87, 88] в полях, близьких до 10 кЕ при кімнатній температурі можна знехтувати.

На рис. 3.6 для всіх плівок показано одержані у такий спосіб величини M_{sat} в порівнянні із значеннями, отриманими при SQUID-вимірах для плівок з $d_{\text{Cu}} = 0,7$ і $0,9$ нм при кімнатній температурі і для плівок з $d_{\text{Cu}} = 1,35; 1,5; 1,7; 1,8$ 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 $d_{\text{Cu}} = 1,0$ нм і при $d_{\text{Cu}} = 1,8$ нм дійсно існує. Таке зменшення може свідчити про дрібну фрагментацію шарів кобальту в цих плівках, а саме про збільшення кількості «втрачених спінів». Подальші експерименти з вимірів магнетоопору і магнетооптичного ефекту Керра допомогли більш повно в'яснити природу особливостей поведінки Фарадеевого обертання в досліджуваних наноплівках.

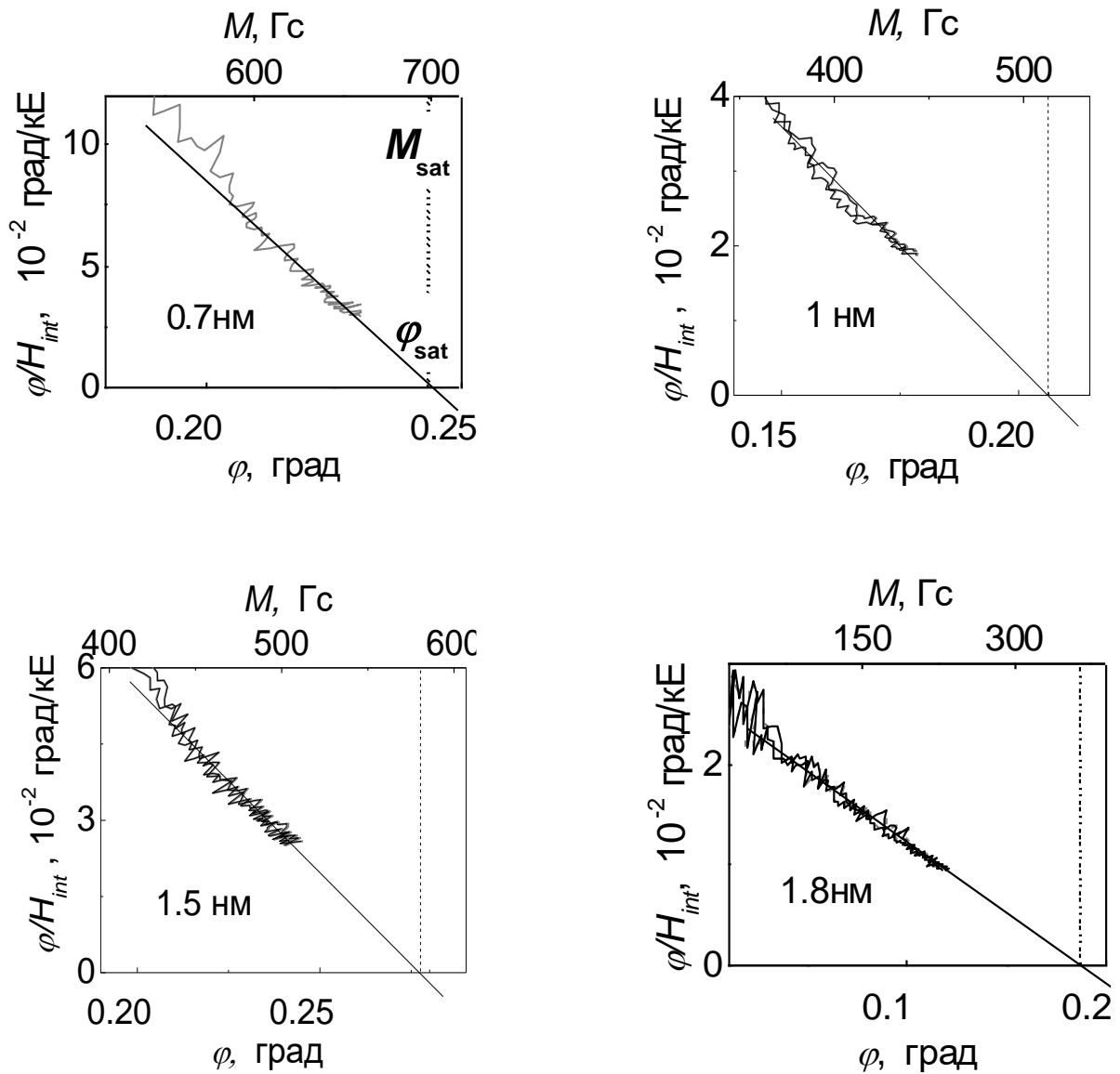


Рис. 3.5. Визначення кута Фарадеевого обертання і намагніченості багатошарових плівок Co/Cu в стані магнітного насичення, ϕ_{sat} і M_{sat} , для зразків з товщиною мідного шару $d_{Cu} = 0,7; 1,0; 1,5; \text{ і } 1,8$ нм. Значення намагніченості для верхньої горизонтальної осі розраховувались як

$$M = \frac{\phi}{K_{calc}(d_{Cu})md_{Co}}.$$

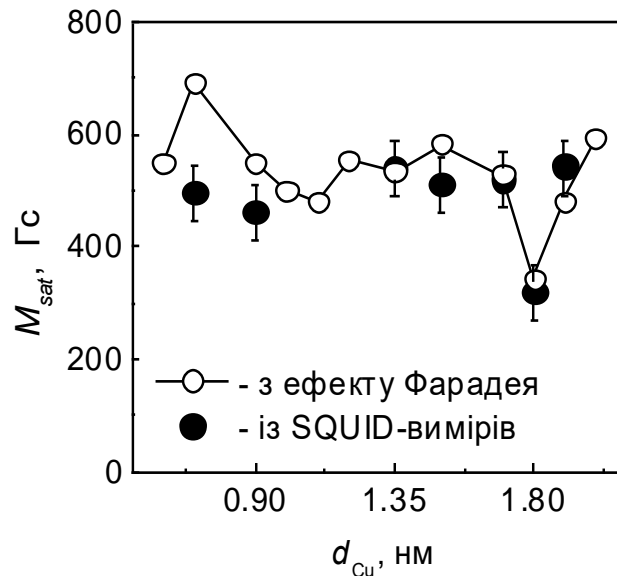


Рис. 3.6. Залежності намагніченості плівок Co/Cu при їх магнітному насиченні від товщини шарів міді, які були отримані із Фарадеевого обертання (незаповнені кружки) та із SQUID-вимірів (заповнені кружки).

Слід зауважити, що анізотропія магнітних дефектів плівок типу «легкі осі в площині» може давати значний внесок у немонотонні зміни коефіцієнта K в залежності від товщини шарів міді. Цей внесок від анізотропії збільшується у плівках при збільшенні міри фрагментації феромагнітних дисків і шорсткості інтерфейсів Co/Cu багат шарових стовпчиків.

Квазіодновимірні інтерфейсні дефекти і крайові магнітні дефекти формують сітку локальної магнітної анізотропії типу «легкі осі в площині», хаотичні напрямки осей якої зорієнтовані близько до площини плівки. Ця неоднорідна анізотропія затримує розворот магнітних моментів уздовж напрямку поля і може призводити до зменшення коефіцієнта K відповідно до виразу

$$V = \frac{K}{4\pi + \gamma + \kappa_{loc} V}$$

де γ і $\kappa_{loc} V$ мають від'ємні значення. Параметри κ_{loc} і v – інтегральні ефективні константи, які характеризують величину локальної анізотропії типу «ефективна легка площина» і частку об'єму, де вона існує, відповідно.

Таким чином, немонотонні зміни кута Фарадеєвого обертання в слабких полях ($H < H_{loc}$) (рис. 3.2) пов'язані зі змінами магнетооптичного коефіцієнта K (рис. 3.4) і спричинені впливом антиферомагнітної обмінної взаємодії і локальної магнітної анізотропії плівок на процес намагнічування. У будь-якому випадку, вплив обох механізмів спостерігається для товщин шарів міді, при яких виникає розмірне квантування густини електронів у шарах. При цьому, немонотонні зміни Фарадеєвого кута в полях магнітного насичення пов'язані із зменшенням намагніченості плівок завдяки збільшенню кількості «втрачених спінів».

Висновки

1. Було експериментально виявлено монотонне збільшення кута Фарадеєвого обертання при збільшенні товщини магнетооптично неактивних шарів немагнітного металу в багат шарових наноплівках «феромагнітний/немагнітний метал» Co(111)/Cu(111) і незмінній товщині феромагнітних шарів.

2. Показано, що збільшення кута Фарадеєвого обертання, яке спричинене оптичним розмірним ефектом в системі періодичних наночарів феромагнітний-немагнітний метал і пов'язане із збільшенням внеску у ефект від багатократного відбивання світла в багат шаровій структурі, добре описується в межах наближення ефективного оптичного середовища.

3. На фоні монотонного наростання залежності $\varphi(d_{Cu})$ було виявлено зменшення кута Фарадеєвого обертання в наноплівках [Co(111)/Cu(111)]₂₀, в яких існує антиферомагнітний обмінний зв'язок між шарами кобальту і показано, що спостережений ефект при магнітному насиченні пов'язаний зі зменшенням намагніченості шарів кобальту, яке спричинене «втраченими спінами», зокрема, в результаті фрагментації кобальтових шарів до малих кластерів розміром в декілька атомів кобальту та збільшенням площі інтерфейсів Co/Cu.

РОЗДІЛ 4

МАГНЕТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВОК $[\text{Co}/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$

Так як магнеторезистивний ефект чутливий до наявності у плівках кластерів з ФМ атомів, було проведено виміри змін опору плівок в магнітному полі, результати яких проаналізовано в цьому розділі. Також тут обговорюються дослідження рельєфу поверхні плівок за допомогою атомного силового мікроскопу.

4.1 Апроксимація залежностей зміни електроопору від магнітного поля двома моделями розсіяння електронів провідності

Виміри магнетоопору проводили в поздовжній геометрії експерименту, в якій силові лінії магнітного поля були паралельні площині плівки і напрямку електричного струму. Величина магнеторезистивного ефекту визначалася як $MR = 100 (R(H) - R(H \rightarrow 0))/R(H \rightarrow 0)$. Значення електроопору $R(H \rightarrow 0)$ було отримане шляхом екстраполяції залежності $R(H)$ від декількох кілоерстед до нульового значення поля. Отримані залежності $MR(H)$ для всіх плівок, які показані на рис. 4.1 мають вигляд, характерний для гранульованих систем «феромагнітний-немагнітний метал» (Co–Ag [89], Co–Cu [90]) і багатошарових плівок «феромагнітний-немагнітний метал» різного складу (Co/Cu) [91, 92], Ni–Cu/Cu [93], Co/Ag [94]). В максимальному в експерименті магнітному полі $H = 15$ кЕ криві $MR(H)$ далекі до насичення для всіх плівок.

Як відомо, гігантський магнетоопір шаруватих і гранульованих структур «феромагнітний-немагнітний метал» виникає як наслідок спін-залежного розсіяння електронів провідності [95, 92, 96]. Його значення пропорційне косинусу кута \tilde{a}_{ij} між магнітними моментами феромагнітних центрів (μ_i і μ_j), на яких відбувається розсіяння (рис. 4.2).

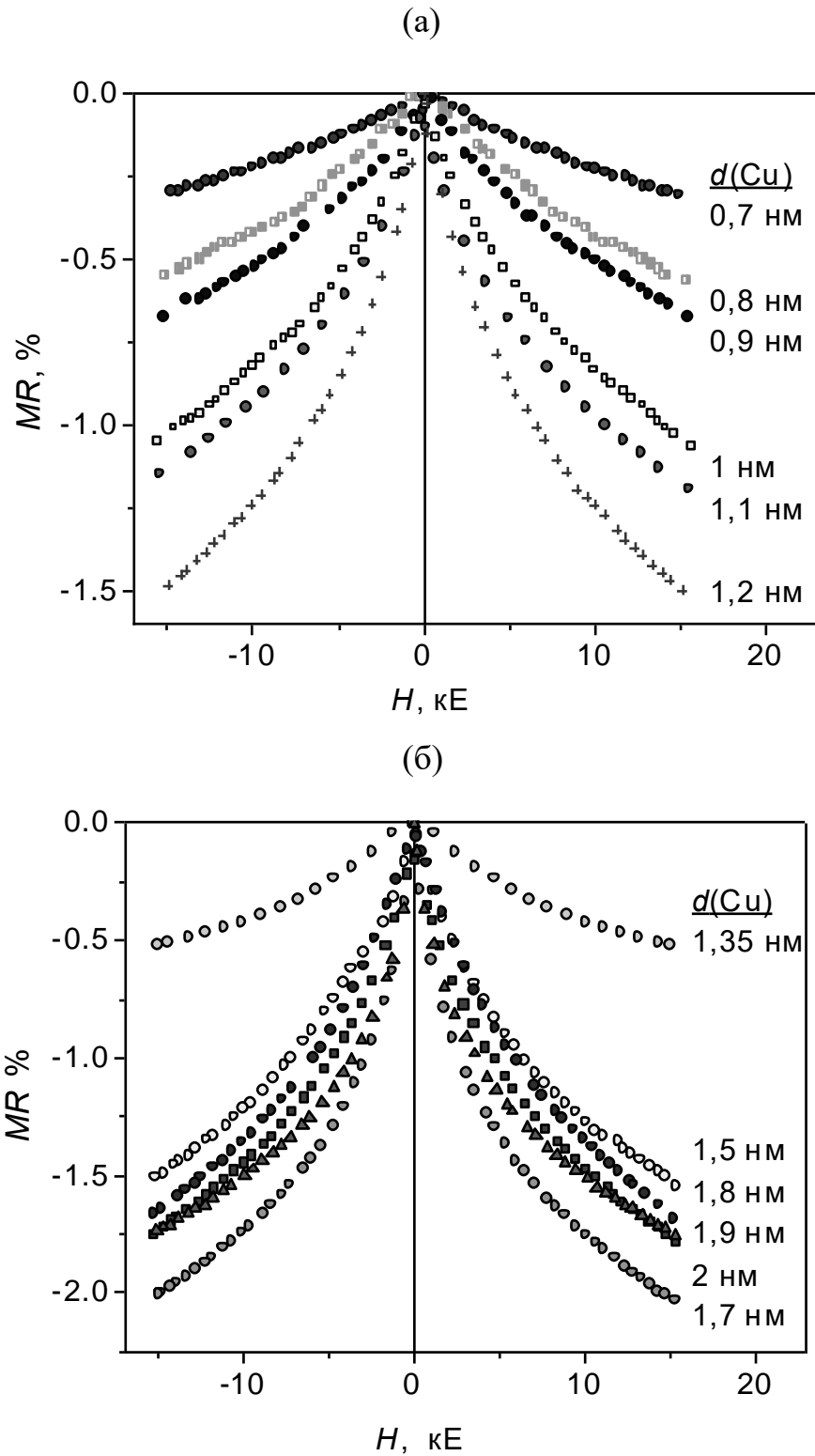


Рис. 4.1. Залежності магнетоопору плівок $[Co(1,8 \text{ нм})/Cu(d_{Cu})]_{20}$ від напруженості магнітного поля.

Зменшення кута $\tilde{\alpha}_{ij}$ при розвороті магнітних моментів ФМ шарів чи гранул уздовж зовнішнього магнітного поля знижує імовірність розсіяння

електронів провідності з поляризацією спіна уздовж напрямку магнітного поля і тим самим зменшує величину електричного опору. В досліджуваних плівках намагнічування феромагнітних шарів майже не впливає на залежності $MR(H)$. Майже всі зміни спричинені розсіянням електронів провідності на магнітних неоднорідностях, намагніченість яких є далекою до насичення і в полі 15 кЕ. Слід зауважити, що магнітні неоднорідності, які пов'язані з існуванням у плівках феромагнітних сходинок, виступів, закороток між феромагнітними шарами насичуються в полях не набагато більших за поле насичення феромагнітних шарів. Тому в роботі розглянуто лише зміни магнетоопору в полях, більших за 2 кЕ, де майже всі зміни обумовлені намагнічуванням суперпарамагнітних (СПМ) формувань з атомів кобальту.

СПМ формуваннями у плівках можуть бути як СПМ кластери, які утворилися в шарі міді у процесі виготовлення плівки, так і слабозв'язані з основною феромагнітною масою участки шарів кобальту («суперспінова лузга») чи повністю від неї відокремлені («суперспінове лущиння» – “loose spins”), які сформувалися поблизу інтерфейсу [97]. Очікувані залежності магнетоопору для цих СПМ формувань можуть різнитися. Для ізольованих СПМ частинок, розташованих на певній відстані від феромагнітного шару, магнетоопір має змінюватись так само як і для гранульованих СПМ систем. А саме, визначатись середнім значенням косинуса $\langle \cos \tilde{\alpha}_{ij} \rangle$ (рис. 4.2), де $\tilde{\alpha}_{ij}$ – кут між магнітними моментами будь-якої пари суміжних СПМ частинок, які знаходяться всередині сфери радіусом рівним середній довжині вільного пробігу електронів провідності. Якщо взаємодія між СПМ частинками є слабкою настільки, що нею можна знехтувати, то СПМ магнітні моменти розвертаються уздовж зовнішнього магнітного поля незалежно одне від одного і $\langle \cos \tilde{\alpha}_{ij} \rangle = \langle \cos \psi_i \cos \psi_j \rangle$, де ψ_i і ψ_j – кути між магнітними моментами кожної з СПМ частинок і напрямком магнітного поля. Так як $\langle \cos \psi \rangle = M(H)/M_{sat} = L(\mu H/k_B T)$, де $L(\mu H/k_B T)$ – функція Ланжевена, то для залежності $MR(H)$ СПМ частинок одного розміру є справедливим співвідношення $MR(H) = A L^2(\mu H/k_B T)$ [98]. При наявності СПМ частинок

різних розмірів можна очікувати більш складну залежність: $MR(H) = (A_1 L(\mu_1 H/k_B T) + A_2 L(\mu_2 H/k_B T) + A_3 L(\mu_3 H/k_B T) \dots)^2$. Для СПМ утворень, локалізованих безпосередньо поряд з феромагнітним шаром, «суперспінова лузга», основною причиною залежності магнетоопору від поля буде розсіяння електронів провідності на інтерфейсі між феромагнітним і немагнітним металами і на границях СПМ утворень. В полях, більших за поле насичення феромагнітного шару, $\langle \cos \psi \rangle = 1$. В цьому випадку магнеторезистивний ефект повинен описуватись функцією Ланжевена чи сумою функцій Ланжевена, якщо допустити наявність СПМ частинок з різними розмірами [99, 98], то $MR(H) = B_1 L(\mu'_1 H/k_B T) + B_2 L(\mu'_2 H/k_B T) + B_3 L(\mu'_3 H/k_B T) \dots$. Так як шари Co і Cu у плівках мають товщину в декілька атомних шарів, можна очікувати суперпозиції всіх залежностей.

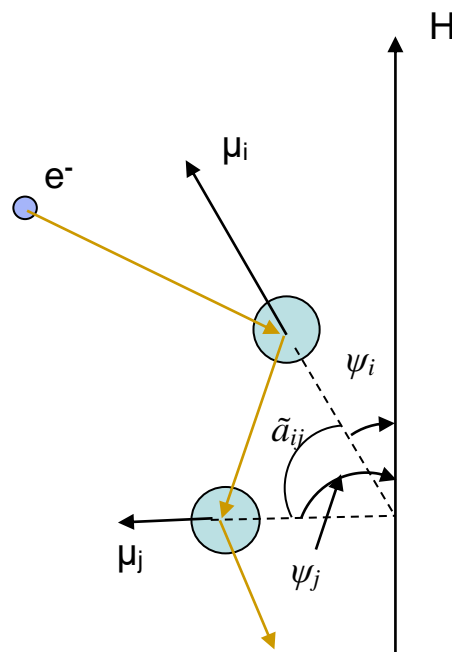


Рис. 4.2. Ілюстрація відбивання електрона провідності від феромагнітних центрів з магнітними моментами μ_i і μ_j .

Експериментальні залежності $MR(H)$ були апроксимовані в рамках цих спрощених моделей. Для простоти було допущено, що в системі є СПМ частинки одного чи двох розмірів. На рис. 4.3 показано апроксимації

експериментальної залежності $MR(H)$ плівки з $d_{Cu} = 18$ нм функціями Ланжевена. Видно, що експериментальні дані не вдається описати однією функцією Ланжевена (рис. 4.3(в)) чи її квадратом (рис. 4.3(а)), проте можна досить добре описати суперпозицією функцій Ланжевена в межах обох моделей (рис. 4.3(б, г)). Виділити одну з них як кращий варіант апроксимації складно.

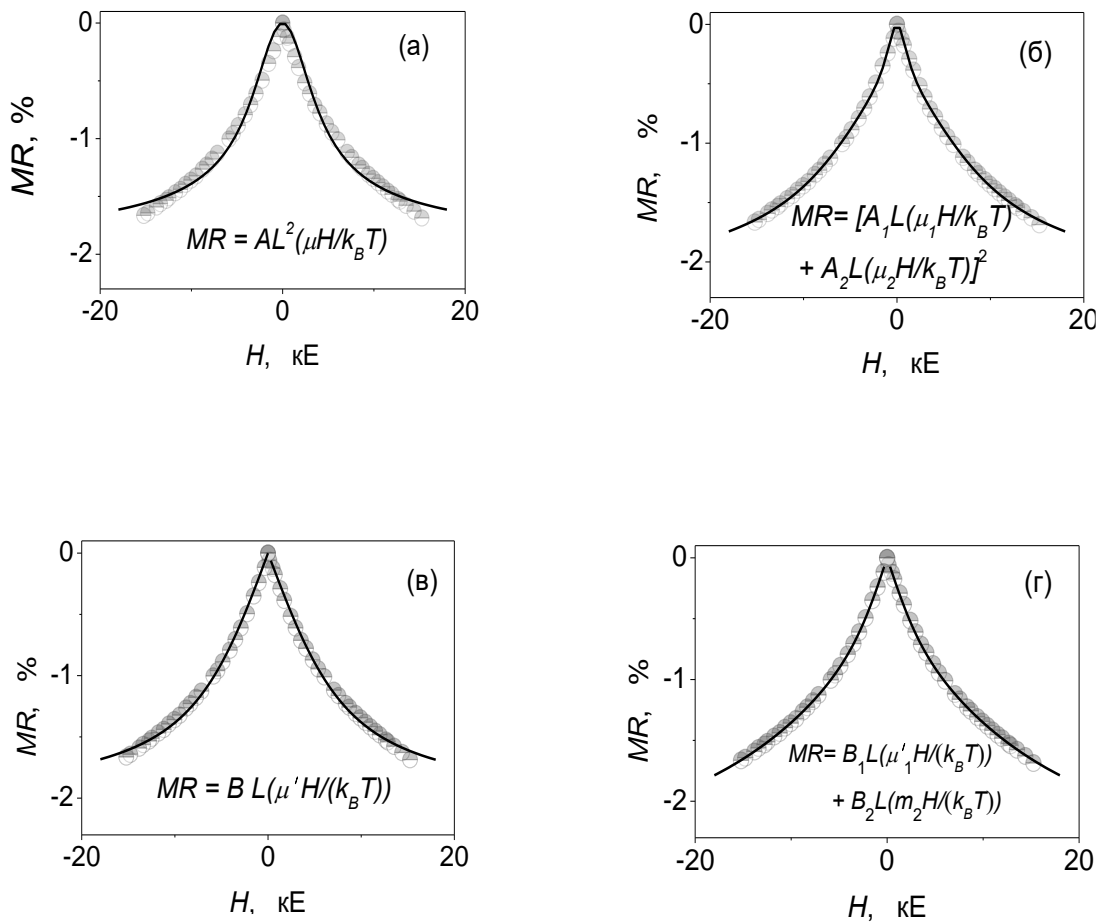


Рис. 4.3. Апроксимація експериментальної залежності $MR(H)$ плівки $[Co/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$: (а) – квадратом функції Ланжевена, (б) – квадратом суми двох функцій Ланжевена, (в) – функцією Ланжевена в першій степені, (г) – сумою двох функцій Ланжевена.

Величини магнітних моментів СПМ формувань для всіх плівок були визначені як параметри підгонки при найкращій апроксимації експериментальних даних двома залежностями:

$$MR(H) = [A_1 L(\frac{\mu_1 H}{k_B T}) + A_2 L(\frac{\mu_2 H}{k_B T})]^2 \quad (4.1)$$

і

$$MR(H) = B_1 L(\frac{\mu'_1 H}{k_B T}) + B_2 L(\frac{\mu'_2 H}{k_B T}) \quad (4.2)$$

Як видно з рис. 4.3 всі експериментальні дані однаково добре описуються виразами (5.1) і (5.2).

4.2. Визначення середніх магнітних моментів суперпарамагнітних частинок плівок

На рис. 4.4 показані гармонійні середні магнітних моментів СПМ частинок для кожної з плівок в залежності від товщини шару міді, які проявили себе в магнеторезистивному ефекті. Гармонійні середні визначались з виразів:

$$\langle \mu \rangle_{bq} = \frac{A_1^2 + A_2^2 + 4A_1 A_2}{\frac{A_1^2 + 2A_1 A_2}{\mu_1} + \frac{A_2^2 + 2A_1 A_2}{\mu_2}} \quad (4.3)$$

для біквдратної і

$$\langle \mu_{bl} \rangle = \frac{B_1 + B_2}{\frac{B_1}{\mu'_1} + \frac{B_2}{\mu'_2}} \quad (4.4)$$

для білінійної апроксимації.

На рис. 4.4 можна бачити закономірності у зменшенні середніх гармонійно зважених магнітних моментів СПМ кластерів при товщині шарів міді $d_{Cu} = 0,9$ нм і 1,8 нм. На рис. 4.5 приведено значення СПМ моментів, визначених шляхом апроксимацій високопольових, вище 5 кЕ, частин експериментальних залежностей $MR(H)$ однією функцією Ланжевена і її квадратом. Для такого випадку також видно провали значень СПМ моментів для тих самих плівок, як і при описі з поля 2 кЕ.

Відмінності поведінки магнеторезистивного ефекту в плівках $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(0,9 \text{ нм})]_{20}$ і $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$ проявляються також на

залежності питомих внесків у магнеторезистивний ефект, які відповідають одиничному магнітному моменту СПМ частинки в насиченні, B_i/μ'_i (рис. 4.6).

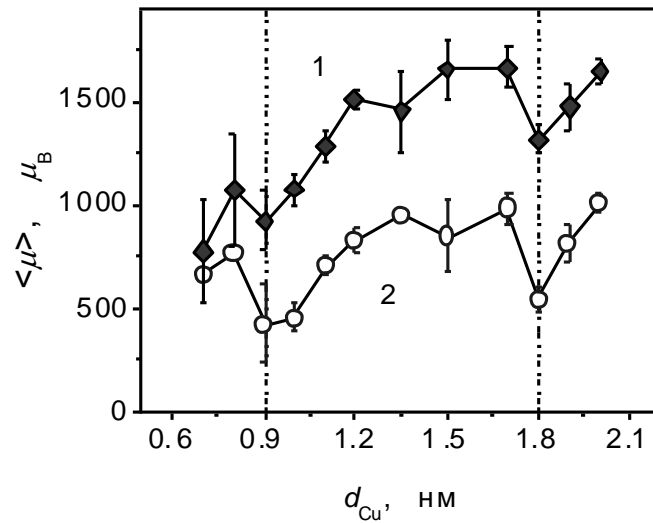


Рис. 4.4. Середні гармонійні зважені магнітні моменти СПМ частинок в залежності від товщини шару міді в багатошарових наноплівках $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$, отримані при апроксимації експериментальних залежностей $MR(H)$, починаючи з поля 2 кЕ, квадратом суми двох функцій Ланжевена (вираз (4.3)) – крива 1 і сумою двох функцій Ланжевена (вираз (4.4)) – крива 2.

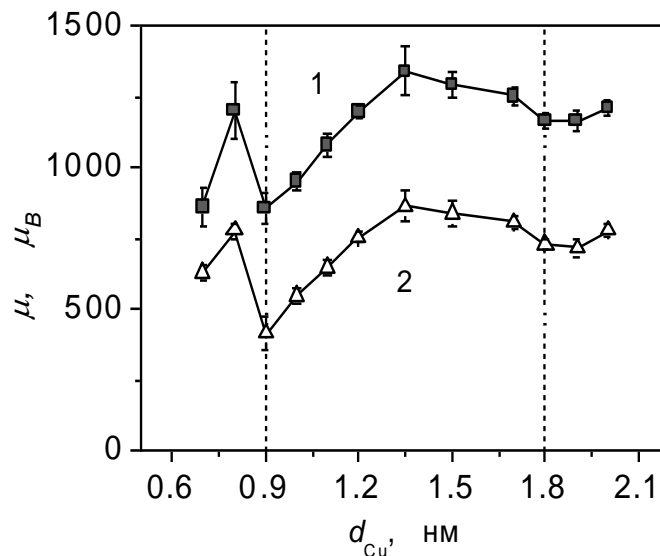


Рис. 4.5. Магнітні моменти СПМ частинок в залежності від товщини шару міді, отримані при апроксимації експериментальних залежностей $MR(H)$, починаючи з поля 5 кЕ, квадратом однієї функції Ланжевена – крива 1 і однією функцією Ланжевена – крива 2.

Величини магнітних моментів СПМ кластерів μ'_i і величини їх внесків у ефект V_i були отримані при апроксимації експериментальних даних сумою двох функцій Ланжевена (вир. (4.2)). Сплески питомих внесків, V_i/μ'_i , очевидно спричинені збільшенням сумарної поверхні інтерфейсу між СПМ кластерами і кобальтом в цих плівках і збільшенням ефективності кластерів, які нараховують декілька сотень атомів Со [97]. Для плівок з $d_{Cu} = 0,9$ нм і 1,8 нм число іонів Со в гармонійно усереднених кластерах, які найбільш проявили себе при вимірах магнетоопору, $\langle \mu'_i \rangle / \mu(Co_{bulk})$ (магнітний момент одного іона кобальту в масивному зразку $\mu(Co_{bulk}) = 1,67\mu_B$), становить близько 250 і 320, відповідно.

Таким чином, магнеторезистивні виміри показали, що шари Со в усіх плівках в межах зерен не суцільні, а фрагментовані на ФМ блоки і СПМ кластери.

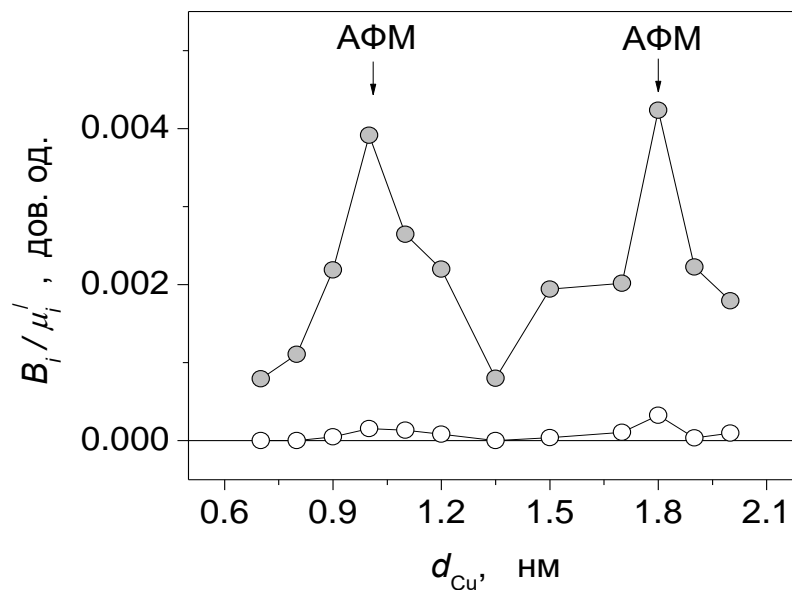


Рис. 4.6. Залежності питомих внесків V_i/μ'_i у магнеторезистивний ефект від товщини мідного шару для двох наборів СПМ частинок з магнітними моментами μ'_1 і μ'_2 , отримані при апроксимації експериментальних даних сумою двох функцій Ланжевена (вир. (4.2)). Зафарбовані точки – СПМ частинки з меншим магнітним моментом (μ'_1), незафарбовані – СПМ частинки з більшим магнітним моментом (μ'_2).

4.3. Магнітні низькотемпературні виміри плівки [Co/Cu(1,8 нм)]₂₀

Для підтвердження існування в досліджуваних плівках СПМ кластерів, для однієї з них, а саме для плівки з $d_{\text{Cu}} = 1,8$ нм, в якій СПМ кластери дрібніші, було проведено магнітні низькотемпературні виміри. Для цього був використаний SQUID-магнетометр. Вимірювали температурні залежності магнітного моменту плівки (μ^f) в полі 50 Е при відігріванні після її охолодження без поля (μ_{ZFC}^f) і в полі 700 Е (μ_{FC}^f). На рис. 4.7 представлено відповідні криві $\mu_{\text{ZFC}}^f(H)$ і $\mu_{\text{FC}}^f(H)$. Обидві залежності мають вигляд, характерний для системи суперпарамагнітних кластерів з екстремумом на залежності $\mu_{\text{ZFC}}^f(H)$ поблизу 100 К. З різниці між кривими $\mu_{\text{FC}}^f(H) - \mu_{\text{ZFC}}^f(H)$ (рис. 4.8(a)) видно, що при температурах вищих за 120 К обидві криві накладаються одна на одну, а вузький «хвіст» від 100 К до 120 К свідчить про слабку взаємодію між кластерами. Незважаючи на те, що при наближенні до кімнатної температури обидві залежності демонструють спад величини μ^f майже до нуля, отримані дані не свідчать про відсутність феромагнітної підсистеми у цій плівці. Так як при $d_{\text{Cu}} = 1,8$ нм, згідно з літературними даними для плівок Co/Cu(111) [83], між ФМ блоками виникає антиферомагнітний РККІ-обмінний зв'язок через мідь, а величини поля $H = 50$ Е недостатньо для їх намагнічування, то близький до нуля магнітний момент при $T = 300$ К за таких умов є очікуваним.

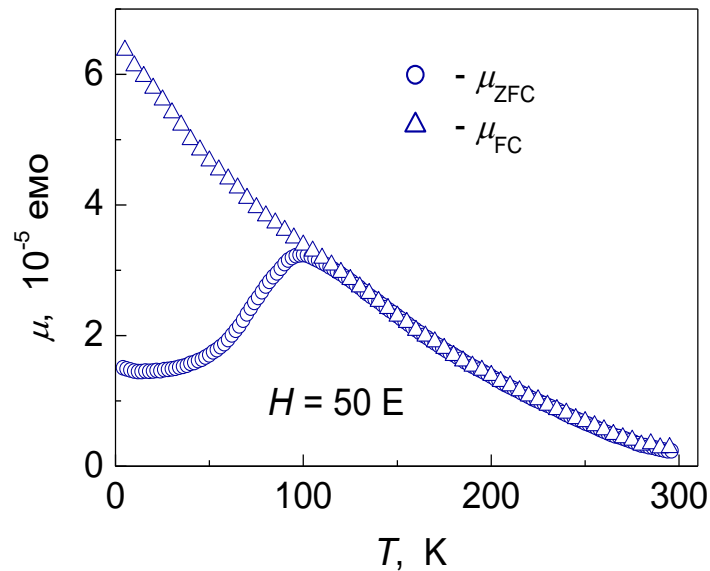


Рис. 4.7. Температурні залежності магнітного моменту плівки $[\text{Co}/\text{Cu}(1,8 \text{ нм})]_{20}$, отримані в полі 50 E при відігріванні зразка після попереднього охолодження за відсутності магнітного поля ($\mu_{\text{ZFC}}^f(T)$) і при охолодженні в полі напруженістю $H = 700 \text{ E}$ ($\mu_{\text{FC}}^f(T)$).

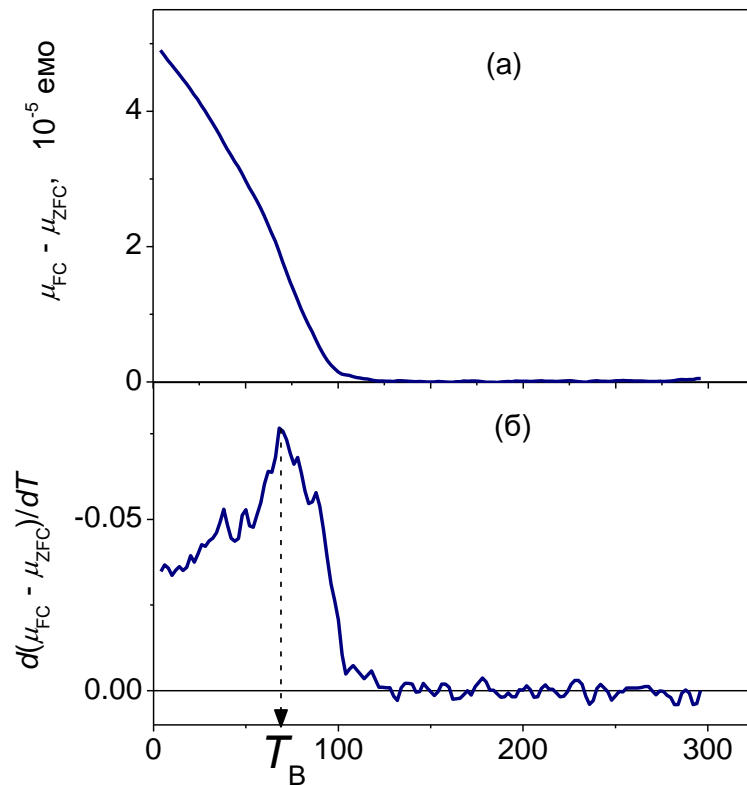


Рис. 4.8. Різниця між залежностями $\mu_{\text{FC}}^f(T)$ і $\mu_{\text{ZFC}}^f(T)$ для плівки $[\text{Co}/\text{Cu}(18 \text{ \AA})]_{20}$ – (а). Похідна $d(\mu_{\text{FC}}^f - \mu_{\text{ZFC}}^f)/dT$ демонструє розподіл температур блокування СПМ кластерів різного розміру – (б).

На рисунку 4.8(б) похідна $d(\mu_{FC}^f - \mu_{ZFC}^f)/dT$ з максимумом при $T_B = 68$ К демонструє розподіл температур блокування СПМ кластерів. Нехтуючи слабкою взаємодією між дрібними СПМ кластерами, і вважаючи, що при зниженні температури їх магнітні моменти блокуються магнітною анізотропією, можна визначити константу магнітної анізотропії K

$$K = \frac{T_B 25k_B}{\bar{V}_{cl}} \quad (4.5)$$

У виразі k_B – константа Больцмана, $\bar{V}_{cl} = \frac{V_0 \bar{\mu}}{\mu(Co_{bulk})}$ – середній об'єм СПМ кластера, магнітний момент якого блокується при температурі T_B . Для визначення \bar{V}_{cl} було використано магнітний момент іона кобальта в масивному зразку $\mu(Co_{bulk}) = 1,67\mu_B$ і $V_0 = 11,76 \cdot 10^{-24}$ см³ – об'єм, який займає цей іон в масивній ГЦК структурі.

Таким чином, з виразу (4.5) для середніх гармонійно зважених магнітних моментів СПМ кластерів $\bar{\mu}_{bq} = 1312 \mu_B$ і $\bar{\mu}_{bl} = 540 \mu_B$, отриманих для плівки з $d_{Cu} = 1,8$ нм, відповідні константи анізотропії знаходяться на рівні $K_{bq} = 2,5 \cdot 10^7$ ерг/см³ і $K_{bl} = 6,2 \cdot 10^7$ ерг/см³, що близько до $K = 3 \cdot 10^7$ ерг/см³, отриманої в роботі [100] для дрібних СПМ кластерів кобальту.

4.4. Дослідження рельєфу поверхні плівок за допомогою атомного силового мікроскопу

Припускаючи, що фрагментація шарів кобальту, яку було виявлено в досліджуваних плівках, може впливати також і на рельєф поверхні плівок, за допомогою атомної силової мікроскопії (Nanoscope IV from Veeco, Університет Авейру, Португалія) було досліджено плівки з $d_{Cu} = 0,9; 1,5$ і $1,8$ нм. На рис. 4.9 показано розподіл електричного потенціалу на поверхнях цих трьох плівок. У плівках з антиферомагнітною РККІ–обмінною взаємодією між шарами Со ($d_{Cu} = 0,9$ нм і $1,8$ нм), поверхневий потенціал демонструє набагато більшу

кількість поверхневих дефектів, ніж у плівці ($d_{Cu} = 1,5$ нм), де обмін між шарами феромагнітний.

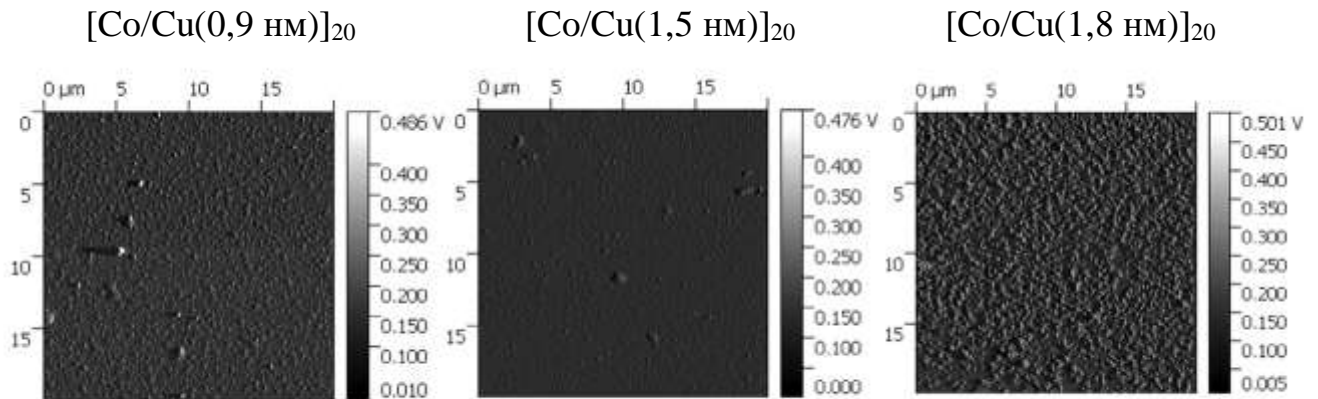


Рис. 4.9. Зображення поверхневого потенціалу наноплівочок з $d_{Cu} = 0,9; 1,5$ і $1,8$ нм, отримані за допомогою атомного силового мікроскопу. Шкала контрасту грубо демонструє висоту поверхневих дефектів.

Висновки

1. При дослідженнях суперпарамагнітного магнеторезистивного ефекту в багатошарових наноплівках $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$ було виявлено закономірність у зміні міри фрагментації шарів Co при збільшенні товщини шарів Cu, що проявило себе у зменшенні усереднених розмірів СПМ кластерів при товщині шарів міді, при якій виникає антиферомагнітний обмінний зв'язок між феромагнітними шарами кобальту.

2. За допомогою атомної силової мікроскопії було виявлено кореляцію між мірою фрагментації шарів Co і дефектністю поверхні плівок.

РОЗДІЛ 5

ПОЗДОВЖНІЙ МАГНЕТООПТИЧНИЙ ЕФЕКТ КЕРА В ПЛІВКАХ [Co/Cu(d_{Cu})]₂₀

В цьому розділі викладено результати вимірів і аналізу залежностей кутів θ обертання осі поляризації світла при магнетооптичному поздовжньому ефекті Кера плівок [Co(0,8 нм)/Cu(d_{Cu})]₂₀ від напруженості магнітного поля. Також тут описано результати спектральних вимірів Керової еліптичності для однієї з плівок.

На відміну від ефекту Фарадея в геометрії поздовжнього ефекту Кера силові лінії магнітного поля орієнтовані у площині плівок. За таких умов розмагнічуючий фактор $N = 0$ і розмагнічуюче поле вже не впливає на процес намагнічування плівок. Ця умова надає додаткові можливості для аналізу магнетопольових залежностей Керових кутів обертання, які обговорюються в цьому розділі.

Завдяки ефективній магнітній анізотропії плівок Co/Cu(111) «легка площина» магнітні моменти феромагнітних блоків при $H = 0$ лежать у площині плівок, і при зміні напрямку магнітного поля на залежностях $\theta(H)$ видно магнітні гістерезисні петлі для всіх плівок, окрім однієї з $d_{Cu} = 1,8$ нм. Проте, зумовлене магнітною анізотропією поле коерцитивності, яке найбільше для плівки з $d_{Cu} = 1,35$ нм, не перевищує $H_C = 30$ Е. На рис. 5.1, як приклад, показано магнітні гістерезисні петлі, одержані для плівок із товщиною шарів міді $d_{Cu} = 1,35$ нм і 1,5 нм при різних напрямках магнітного поля.

На рис. 5.2 приведено залежності кутів обертання осі поляризації світла при поздовжньому ефекті Кера від магнітного поля для всіх досліджуваних в роботі плівок. Як видно з рисунка, більшість плівок досягають стану насичення у полях до 5 кЕ, крім трьох, які мають товщину шарів міді $d_{Cu} = 0,9; 1,35$ і 1,8 нм. Форма отриманих залежностей різна для різних плівок.

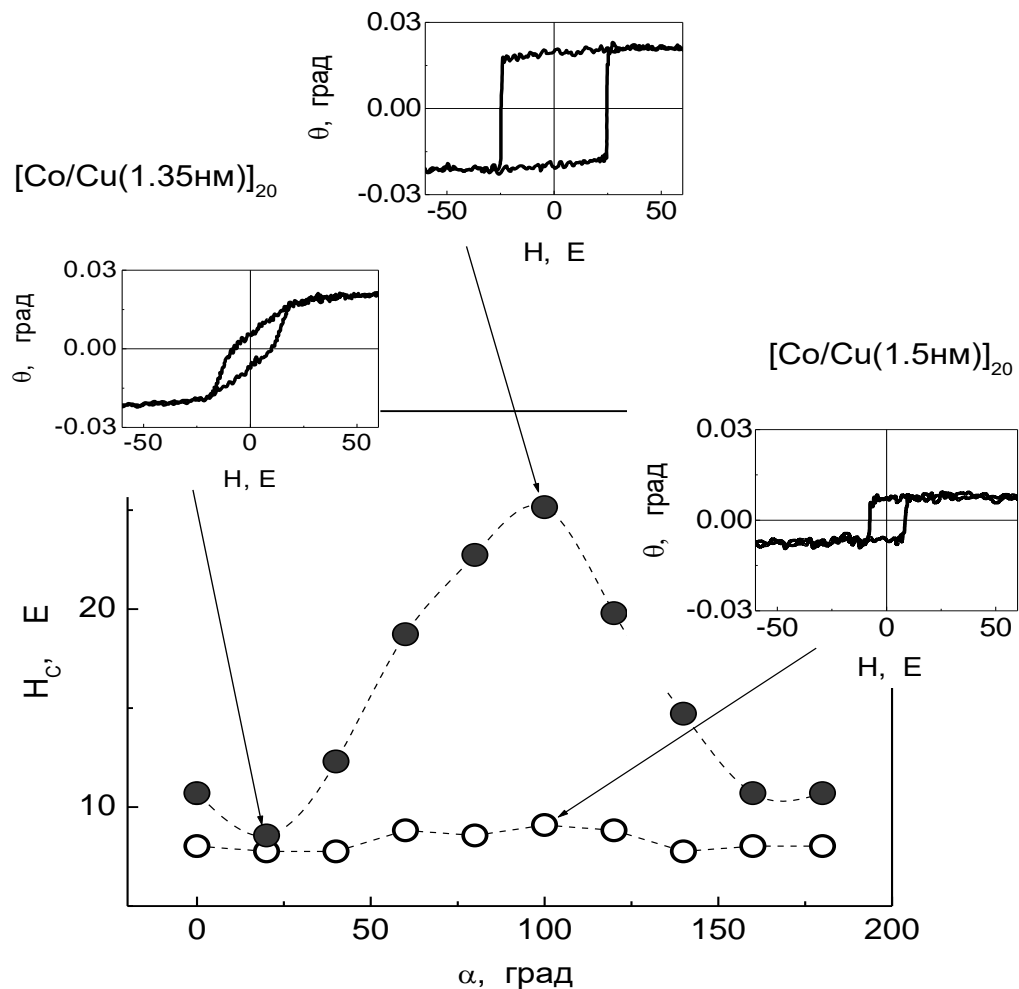


Рис. 5.1. Залежності величин коерцитивного поля для плівок із товщиною шарів міді $d_{Cu} = 1,35\text{нм}$ (заповнені кружки) і $1,5\text{нм}$ (пусті кружки) від орієнтації магнітного поля в площині плівки. На вставках показано відповідні гістерезисні петлі.

Як і у випадку ефекта Фарадея, кут обертання пропорційний намагніченості і вказані особливості мають бути пов'язані з намагнічуванням плівок. 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 шарами одного і того ж зерна та можливість подрібнення шарів на магнітні кластери, можна очікувати, що залежність магнетооптичних ефектів від величини магнітного поля має визначатись намагніченістю феромагнітних блоків – обмінно зв'язаних між собою шарів зерен і намагніченістю суперпарамагнітних кластерів.

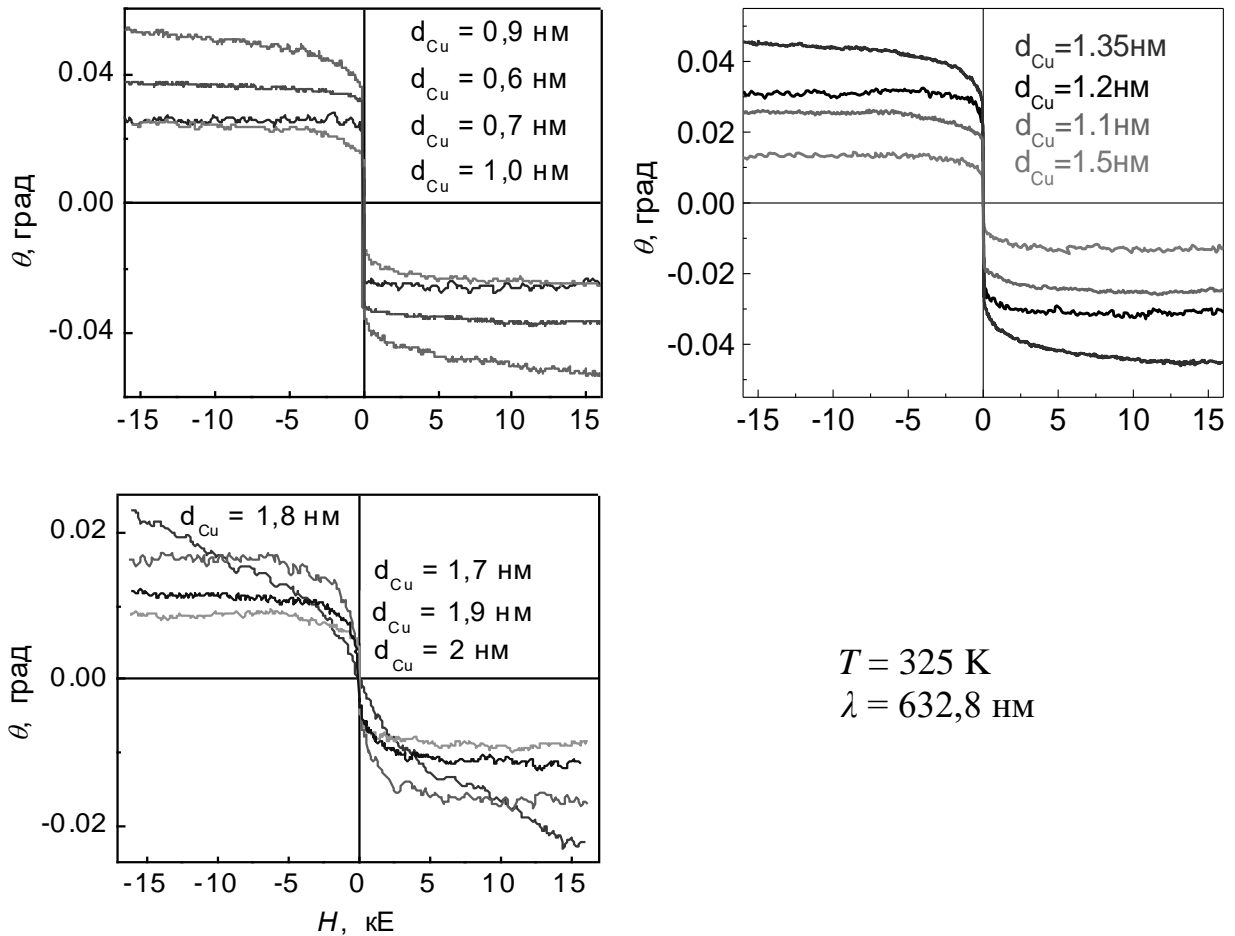


Рис. 5.2. Магнетопольові залежності кута обертання Керра багатопшарових наноплівочок $[Co/Cu(d_{Cu})]_{20}$.

Помітний внесок в залежність намагніченості від поля можуть також давати різного виду дефекти. Відомо, що магнетооптичні константи композитних систем залежать від геометричних параметрів їх складових [101]. Тому зв'язок між намагніченістю і кутом Кероного обертання може бути різним навіть для багатопшарових плівок з ідеальними інтерфейсами. Більше того, ми не можемо вважати, що коефіцієнти пропорційності між кутом Кероного обертання і намагніченістю ФМ блоків і СПМ кластерів однаковий для всіх блоків і кластерів навіть для однієї і тієї ж плівки. Проте, як грубе наближення, можна допустити, що коефіцієнти пропорційності між величинами кутів обертання Керра і намагніченістю СПМ кластерів різних розмірів в одній і тій же плівці однакові.

Для визначення об'ємного співвідношення між ФМ блоками і СПМ

кластерами у плівках необхідно визначити величини кута Кероваго обертання при магнітному насиченні плівок. Як можна бачити з рис. 5.2, величини доступної в експериментах напруженості магнітного поля 18 кЕ не завжди достатньо для досягнення магнітного насичення. 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 Кероваго обертання цих плівок в насиченні можна було одержати тільки шляхом екстраполяцій.

5.1 Апроксимація залежностей $\theta(H)$ з урахуванням логнормального розподілу СПМ кластерів за величиною їх магнітних моментів

Допускалось, що зміни ефекту Кера в полях до 5 – 6 кЕ визначаються намагнічуванням ФМ блоків і СПМ кластерів, а в більших полях - намагнічуванням лише СПМ кластерів. Для визначення параметрів СПМ утворень і їх внесків у величину ефекту Кера при насиченні залежності $\theta_{SPM}(H)$ апроксимувались функціями Ланжевена з використанням логнормального розподілу

$$f(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma\mu} \exp\left(-\frac{\ln\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5.1)$$

яким зазвичай користуються при описі властивостей гранульованих плівок, гранули яких відрізняються величиною магнітних моментів μ [102, 103]. Параметри μ_0 і σ задають форму функції розподілу і її значення в максимумі. Сумарну намагніченість всіх СПМ кластерів можна записати у вигляді:

$$1.1 \quad M_{SPM}(H) = \frac{1}{V} \int_0^{\infty} \mu L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) f(\mu) d\mu, \quad (5.2)$$

1.2 де $L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right)$ – функція Ланжевена, V – сумарний об'єм СПМ кластерів. Взаємодія між кластерами не враховувалась.

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

$$\theta(H)_{H>H^*} = \theta_{FM}^S + \theta_{SPM}^S \int_0^{\infty} L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma\mu}} \exp\left(-\frac{\ln\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2}{2\sigma^2}\right) d\mu \quad (5.3)$$

Внесок ФМ блоків у ефект Кера θ_{FM}^S підбирався вручну, вважаючи, що переважна більшість блоків насичується в полях менших за 2 кЕ – 3 кЕ. Три інші параметри θ_{SPM}^S (внесок СПМ кластерів у Керове обертання при їх магнітному насиченні), μ_0 і σ визначались автоматично для всіх плівок, окрім плівки з $d_{Cu} = 1,8$ нм. Для цієї плівки величина Керового обертання в насиченні $\theta_{FM}^S + \theta_{SPM}^S$ була отримана іншим способом. На рис. 5.3 (а) на прикладі залежності $\theta(H)$ для плівки з $d_{Cu} = 1,2$ нм показано криві апроксимацій, які відповідають різним параметрам підбору. Відповідні функції розподілу розподілу $f(\mu)$ СПМ кластерів за розміром магнітних моментів показано на рис. 5.3 (б).

(а)

(б)

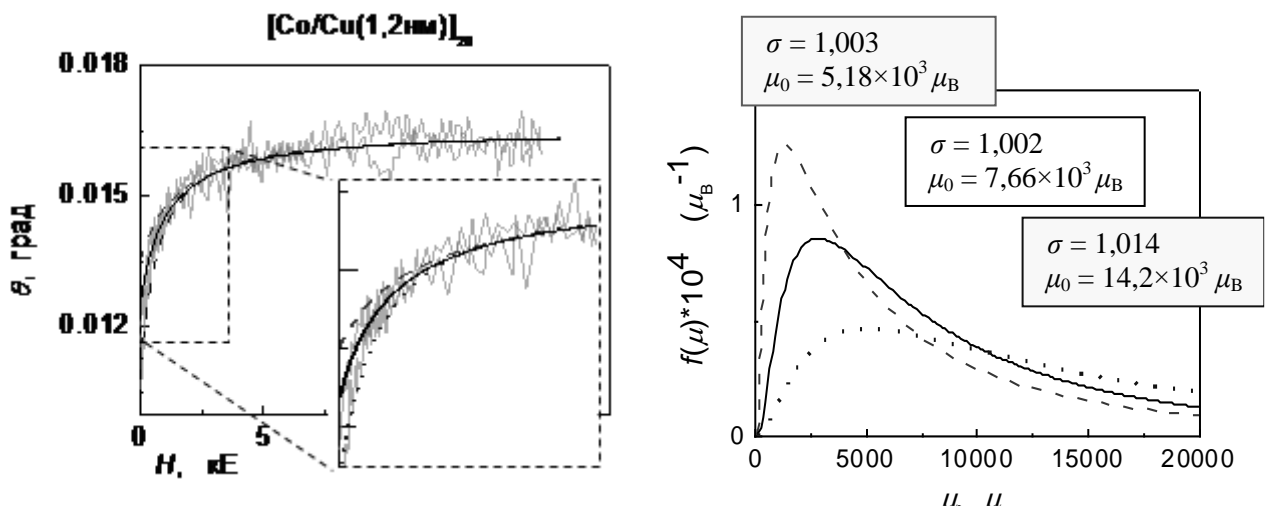


Рис. 5.3. Криві апроксимацій залежності $\theta(H)$ для плівки з $d_{Cu} = 1,2$ нм, які відповідають різним параметрам підбору – (а); і відповідні до цим апроксимацій функції розподілу $f(\mu)$ – (б).

Логнормальні функції розподілу $f(\mu)$, які описують експериментальні

залежності $\theta(H)$ в найкращий спосіб з пріоритетом в області сильних магнітних полів (чорна лінія на рис. 5.3), для всіх плівок показані на рис. 5.4. Видно, що $f(\mu)$ для плівок з $d_{\text{Cu}} = 0,9$ і $1,8$ нм, в яких між сусідніми шарами Со має існувати антиферромагнітна взаємодія, суттєво відрізняються серед інших гострими максимумами, які зсунуті по осі магнітних моментів у бік значень, менших за $500 \mu_{\text{B}}$. Щоб продемонструвати як вибір кривої апроксимації впливає на положення максимуму функції розподілу, у правій частині рис. 5.4 показано функції розподілу для двох плівок з $d_{\text{Cu}} = 0,9$ і $1,2$ нм.

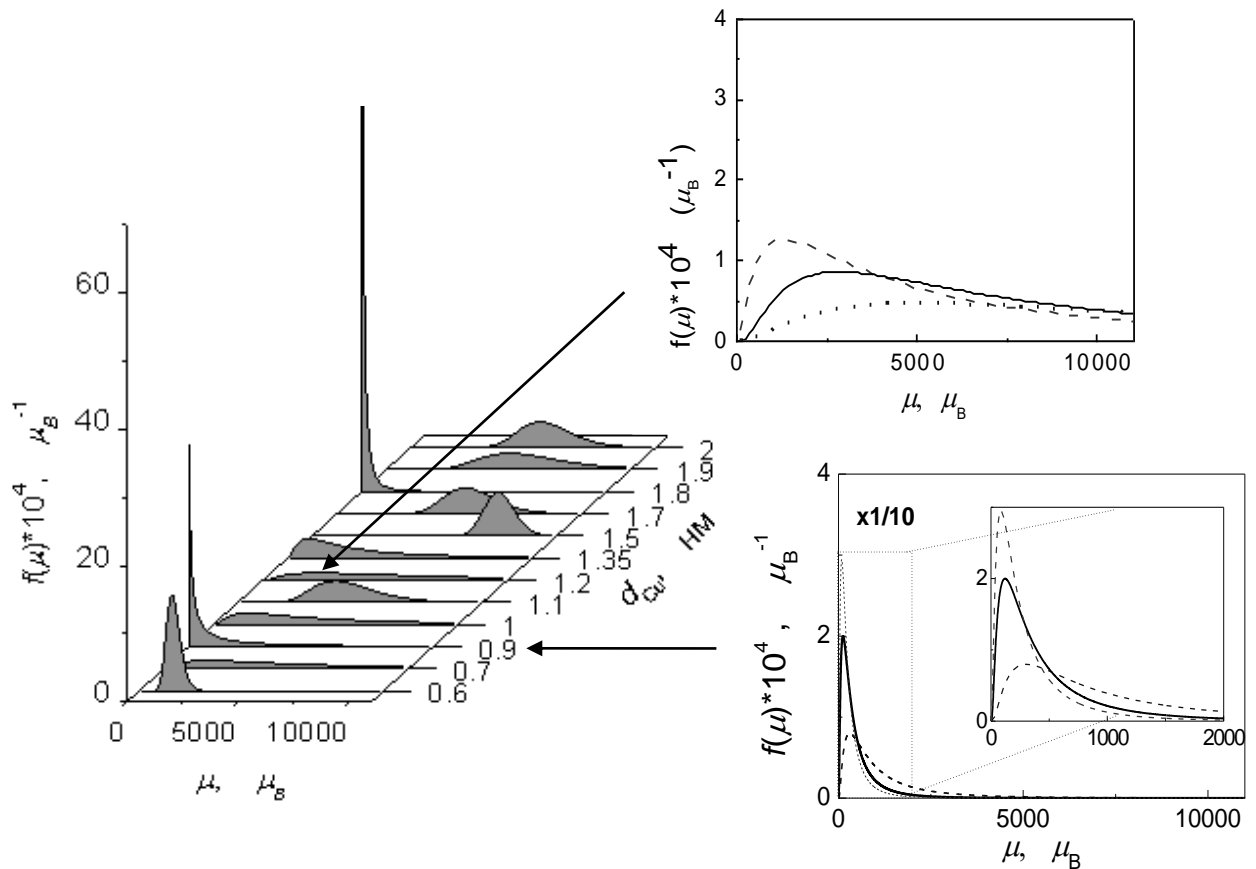


Рис. 5.4. Логнормальні розподіли СПМ кластерів за величиною їх магнітних моментів, які були отримані для плівок $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$ при апроксимації їх залежностей $\theta(H)$ виразом (5.3).

На рис 5.5 показані середні зважені магнітні моменти СПМ кластерів,

вираховані з апроксимацій, використовуючи параметри підбору, за допомогою виразу

$$\bar{\mu} = \mu_0 \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right) \quad (5.4)$$

в залежності від товщини мідних шарів d_{Cu} плівок. Видно, що середні магнітні моменти кластерів для плівок з $d_{Cu} = 0,9$ нм, 1,35 нм і 1,8 нм, в яких між сусідніми шарами Со має існувати обмінний зв'язок, значно менші ніж в інших плівках. Схожу закономірність спостерігали при дослідженнях ГМР ефекту цих плівок [3].

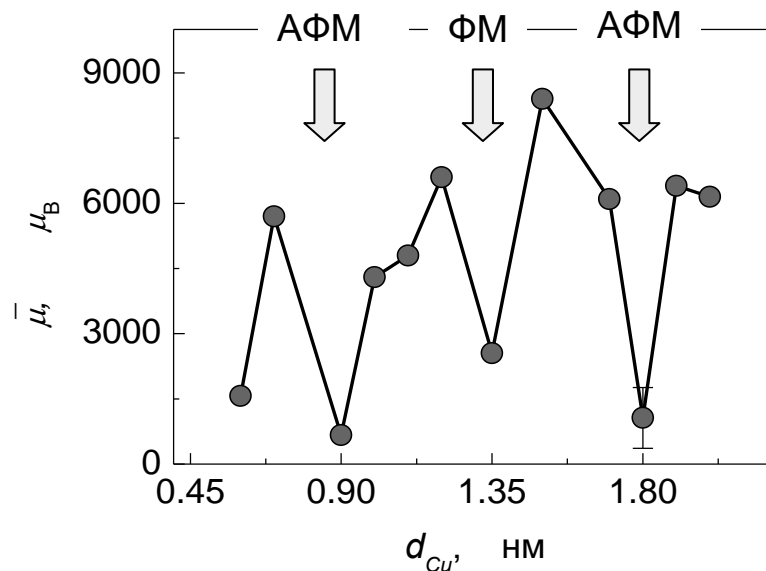


Рис. 5.5. Залежність середніх зважених магнітних моментів $\bar{\mu}$ СІМ кластерів у плівках $[Co/Cu]_{20}$ від товщин шарів міді, отримані з виразу (5.4).

Відмінність між середніми зваженими магнітними моментами кластерів, отриманими при вивченні магнеторезистивних властивостей плівок та магнетооптичного ефекту Керра, зумовлена різною чутливістю цих ефектів до розмірів кластерів кобальту [104, 105]. 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 ($6000 \div 10000 \mu_B$) для одного шару кобальту в багатошаровому зерні.

Це свідчить про існування в плівках помітної кількості таких шарів кобальту, які не зв'язані між собою ФМ перетинками.

Для визначення внесків СПМ кластерів у ефект Кера було визначено Керові кути обертання в насиченні θ_{sl} . При наближенні до насичення масивних ФМ матеріалів на залежність $M(H)$ суттєво впливає локальна ефективна магнітна анізотропія в околі кристалічних дефектів. Перехід до магнетонасиченого стану описується ступеневою залежністю $M_S - M \sim M_S - M = \sum_i a_i / H^{i/2}$, де параметр i має значення 1, 2, 3 чи 4 в залежності від виду кристалічних дефектів [106]. В нашому випадку, похибки вимірів не дозволяли віддати перевагу тим або іншим видам дефектів, і величини кутів Керового обертання в насиченні визначались шляхом екстраполяції до нуля залежності

$$\theta(H_{int}) / H_{int} = A(\theta_S - \theta(H_{int})),$$

яку використовують 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. У виразі $H_{int} = H - NM$ – внутрішнє поле. Так як поздовжня геометрія вимірів ефекту Кера передбачає орієнтацію магнітного поля в площині плівки, то 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, і внутрішнє поле брали як $H_{int} = H$.

На рис. 5.6 показані 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 являються характерними для ФМ поведінки. На інших залежностях в меншій ($d_{Cu} = 0,9$ нм), або в більшій ($d_{Cu} = 1,8$ нм) мірі видно нахилені лінійні ділянки, що з'являються при збільшенні магнітного поля. Вони

відповідають процесам намагнічування СПМ утворень. Ефект Кера в насиченні θ_{S1} для всіх плівок визначався шляхом лінійної екстраполяції залежностей $f(\theta) = (\theta_{FM} + \theta_{SPM})/H$ до нуля. Зауважимо, що похибка визначення θ_{S1} , для плівки з $d_{Co} = 1,8$ нм може досягати 20%, так як внесок ФМ підсистеми значно менший, порівняно із внеском від СПМ підсистеми в насиченні. Одержані величини θ_{S1} , відкладені в залежності від товщини мідних шарів у плівках, показано на рис. 5.7.

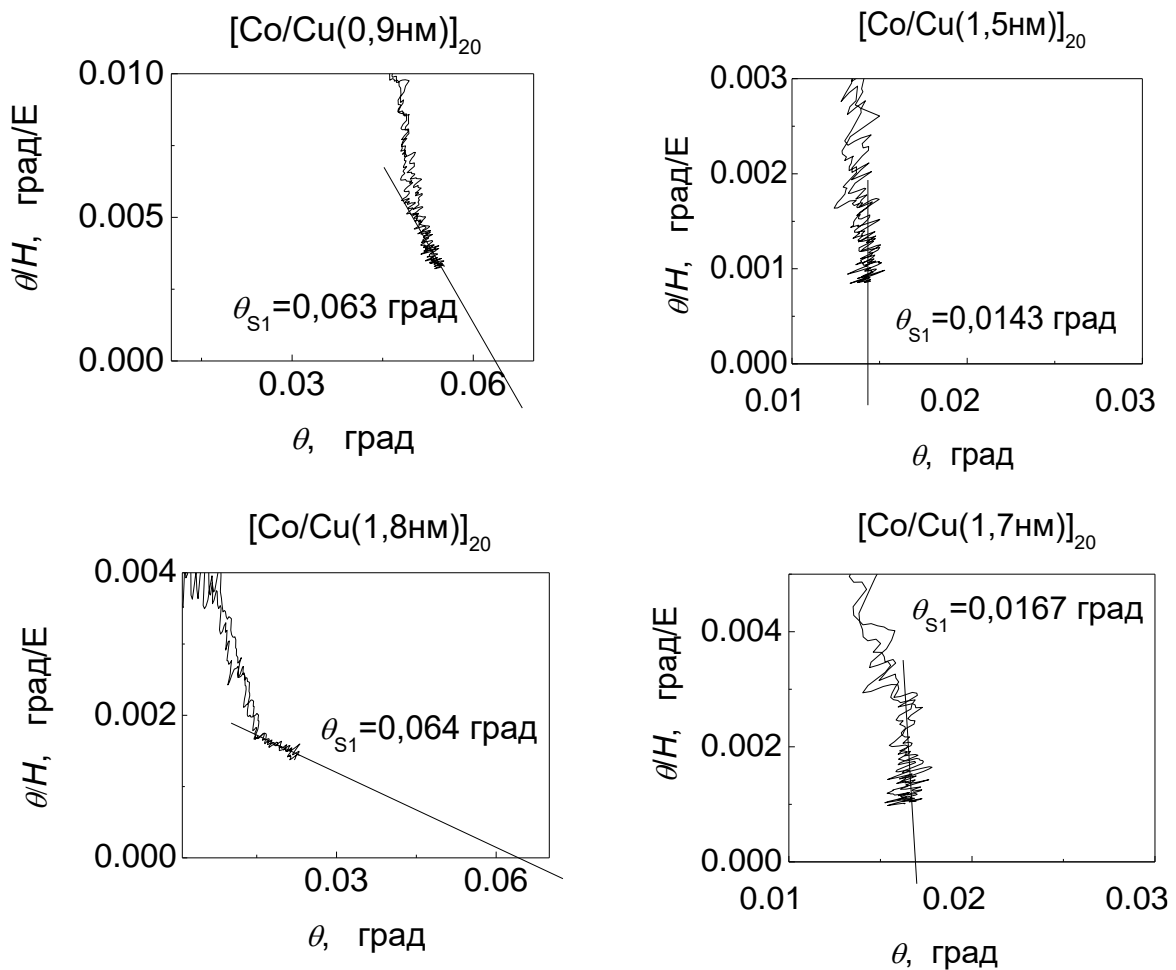


Рис. 5.6. Визначення кутів Керового обертання в насиченні шляхом лінійної екстраполяції залежності $\theta(H)/H$ як функції $\theta(H)$ до значення $\theta/H=0$ на прикладі декількох плівок.

На рис. 5.7 відкладено також значення θ_{S2} , які були одержані з припущення, що кут обертання Кера в насиченні складається із внесків намагнічених до насичення ФМ блоків і СПМ кластерів, $\theta_{S2} = \theta_{FM}^s + \theta_{SPM}^s$.

Величини θ_{S2} було отримано для всіх плівок, окрім плівки з $d_{Cu} = 1,8$ нм, для якої цим способом неможливо було визначити Керовий кут в насиченні. Як можна бачити з рис. 5.7, отримані двома способами значення ефекту Кера в стані магнітного насичення θ_{S1} і θ_{S2} залежать від товщини шарів міді немонотонно. При $d_{Cu} = 0,9; 1,35$ та $1,8$ нм видно сплески θ_{S1} і θ_{S2} . Враховуючи ту обставину, що товщини шарів кобальту в усіх плівках однакові, пояснити існування цих сплесків можна лише змінами магнетооптичних коефіцієнтів. Обговорення причин збільшення магнетооптичних коефіцієнтів приведено в підрозділі 5.3.

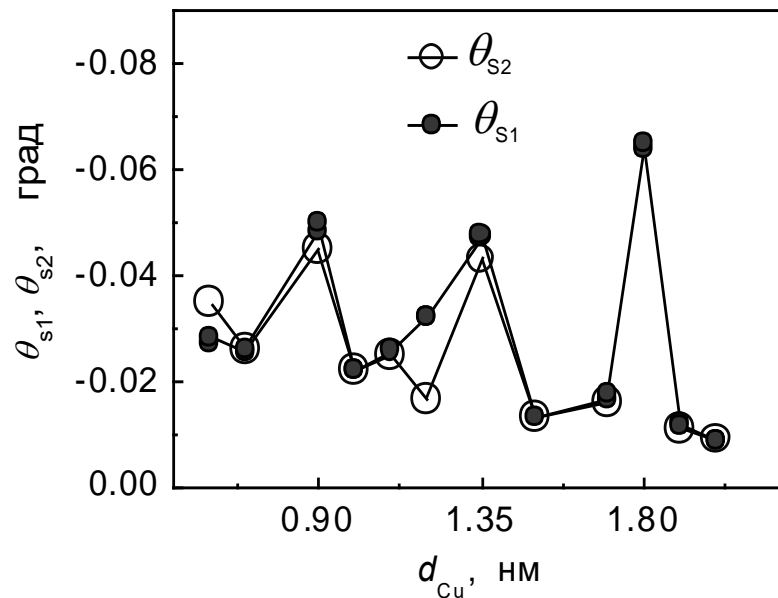


Рис. 5.7. Куты Кероваго обернання в насиченні для всіх досліджуваних плівок. Незаповненими кружками показано значення θ_{S1} , одержані шляхом екстраполяції залежностей $f(\theta) = \theta(H)/H$ до нуля. Заповнені кружки – значення $\theta_{S2} = \theta_{FM}^s + \theta_{SPM}^s$, одержані з апроксимації виразом (5.3).

Нормуючи величину параметра θ_{SPM}^s на Керове обернання в насиченні, визначене як $\theta_s = \frac{\theta_{S1} + \theta_{S2}}{2}$, було отримано внесок СПМ кластерів Со в Керовий кут обернання $\theta_{SPM}^s / \theta_s$ (рис. 5.8). Як видно з рисунку, отримана залежність має два чітко виражених максимума при $d_{Cu} = 1,0$ і $1,8$ нм. Той факт,

що максимуми відповідають дрібнішим СПМ кластерам з меншими величинами середніх магнітних моментів (рис. 5.5) може свідчити про збільшення кількості СПМ кластерів у цих плівках, яке супроводжується збільшенням їх сумарного об'єму та зменшенням об'єму феромагнітної підсистеми. Ця залежність відповідає залежності відносного об'єму СПМ утворень в тій мірі, в якій коефіцієнти пропорційності між намагніченістю і величиною ефекту Кера залишаються незмінними для ФМ блоків і СПМ частинок в одній і тій же плівці.

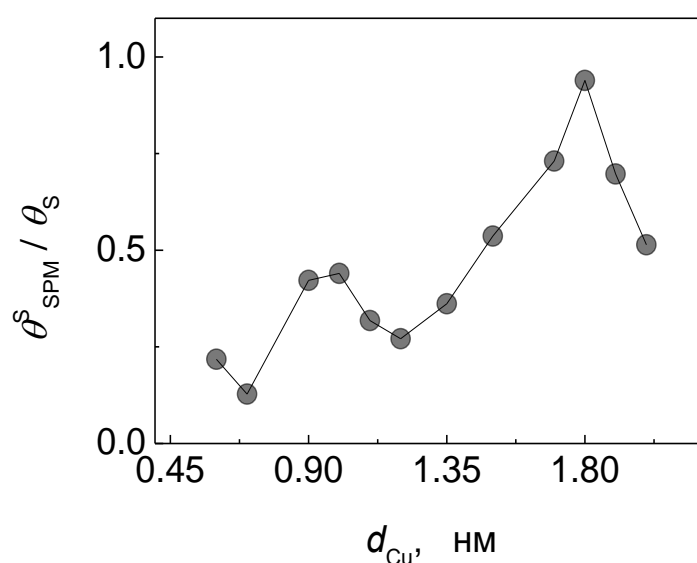


Рис. 5.8. Відносні внески СПМ утворень в загальну величину ефекту Кера у плівках $[Co/Cu(111)]_{20}$ в залежності від товщини шарів міді в них.

5.2. Виділення на залежностях $\theta(H)$ лінійного наростання, спричиненого антиферромагнітною обмінною взаємодією між сусідніми шарами Со

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 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 повинен існувати антиферромагнітний обмінний зв'язок між шарами кобальту завдяки електронам провідності міді [108]. В цих же плівках спостерігається і збільшення всього об'єму СПМ утворень (рис. 5.8). Підтвердженням існування антиферромагнітного обмінного зв'язку між ФМ шарами може бути лінійне з полем наростання кута Керового обертання, спричинене розворотом магнітних моментів зв'язаних АФМ обмінною взаємодією ФМ шарів у «спін-флоп» стані. Перехід до схлопнутого спін-фліп стану відбувається тоді, коли лінійна залежність в полі H^* зазнає зламу і стає нелінійною. 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 Керового кута можна бачити майже для всіх плівок (рис. 5.9 (а, б)). Такі ділянки також добре виявляються, якщо брати різницю між апроксимаційними залежностями $\theta(H)_{\text{апр}}$ та експериментальними $\theta(H)$ (рис. 5.9 (в)).

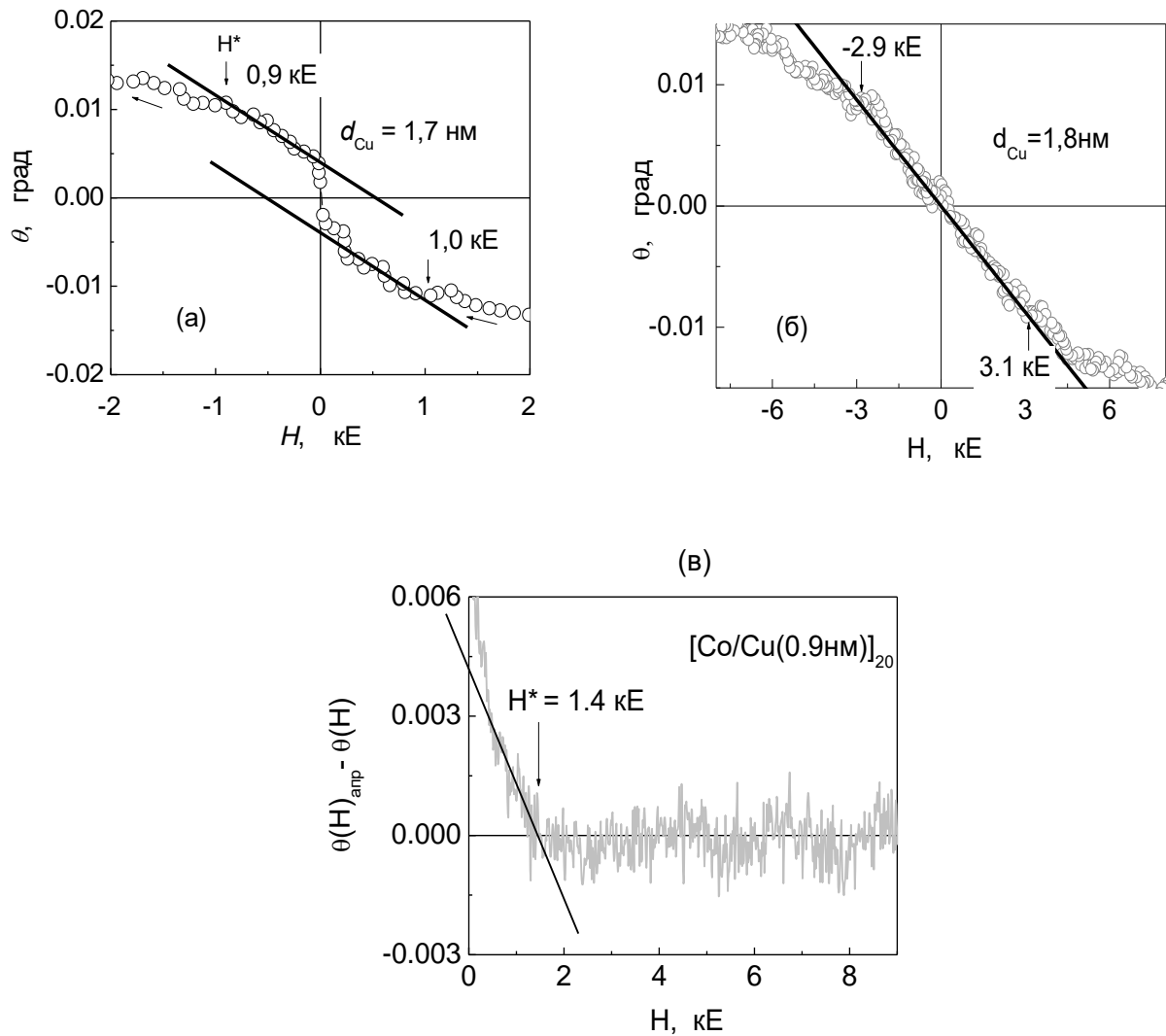


Рис. 5.9. Існування лінійних ділянок на залежностях $\theta(H)$ для плівок $\text{Co/Cu}(111)$.

На рис. 5.9 (в) показано, як приклад, залежності величини цієї різниці $\theta(H)_{\text{amp}} - \theta(H)$ від напруженості магнітного поля для плівки з товщиною шарів міді $d_{\text{Cu}} = 0,9$ нм. В полях $H < H^*$ в певних місцях зразків відбувається когерентний поворот магнітних моментів ФМ шарів до напрямку прикладеного поля. На рис. 5.10 показані максимальні значення поля лінійного наростання ефекта Кера H^* , одержані різними способами та в різних ділянках зразків для всіх плівок в залежності від товщини шарів міді в них. Отримана залежність $H^*(d_{\text{Cu}})$ має два чітких максимума при $d_{\text{Cu}} = 0,9$ і $1,8$ нм, які підтверджують існування АФМ обмінної взаємодії, як і очікувалось, для плівок $\text{Co/Cu}(111)$ при цих товщинах шарів міді [83]. Величина H^* може бути дещо вища за обмінне поле $2H_{\text{exch}}^{\text{AF}}$, через існування дефектів у плівці, які створюють слабку 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'язане з цією дефектною анізотропією. Ефективне обмінне поле, визначене як $H_{exch}^{AF} = \frac{H_{flip}}{2}$, де $H_{flip} = H^* - H_{bg}$, близьке до 1 кЕ для плівки з $d_{Cu} = 0,9$ нм, і до 2 – 3 кЕ для плівки з $d_{Cu} = 1,8$ нм.

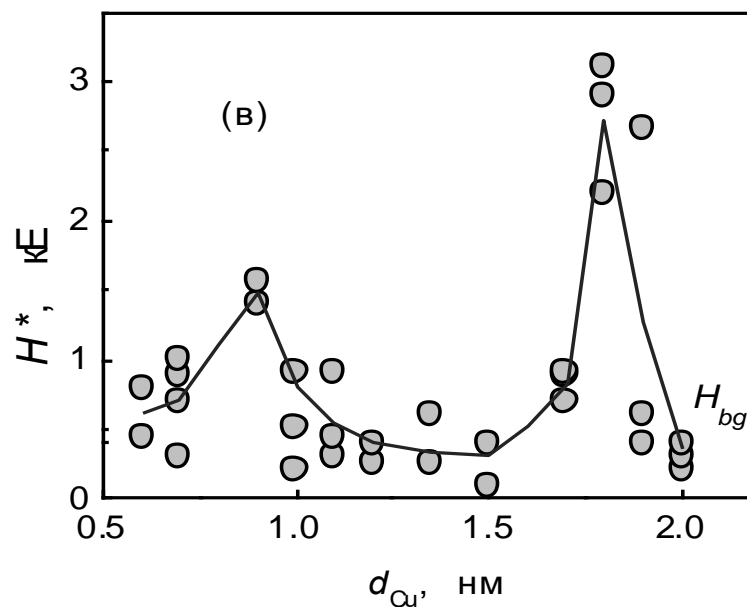


Рис. 5.10. Найбільші напруженості поля ($H^* = 2H_{exch}^{AF} + H_{bg}$), до яких ще спостерігається лінійне з полем наростання Керового обертавання, в залежності від товщини мідних шарів у плівках Co/Cu(111). Точки відповідають одержаним величинам H^* в різних ділянках досліджуваних плівок.

5.3 Підсилення магнетооптичного поздовжнього ефекту Кера в плівках з обмінним зв'язком між суміжними шарами

Як видно з рис. 5.7 залежності Керового кута обертання в насиченні від товщини шарів міді, $\theta_{S1}(d_{Cu})$ і $\theta_{S2}(d_{Cu})$, мають монотонно спадаючий характер із сплесками при $d_{Cu} = 0,9; 1,35$ і $1,8$ нм. На рис. 4.11, де залежність $\theta_{S1}(d_{Cu})$ показана разом із величинами Керого обертання при $H = 2, 8$ і 16 кЕ, пунктиром показано розрахункову криву, яка описує монотонний спад залежностей. Цей монотонний спад вдається пояснити, застосовуючи метод трансфер матриці для опису поведінки ефекту Кера в багатошарових плівках. Для намагніченої до насичення багатошарової плівки $[Cu(d_{Cu})/Co(d_{Co})]_{20}/Cu_{bulk}$ було отримано вираз

$$\theta = \text{Re}\left(\frac{-80\pi t_{Co} \sin(\phi_i) \cos(\phi_i) N_f Q}{40\pi i(t_{Cu} A + t_{Co} B) + \lambda C}\right), \quad (5.5)$$

де

$$A = N_f \cos(\phi_i) [N_{Cu}^2 \cos(\phi_i)^2 (1 + \cos(\phi_{Cu})^2) + \cos(\phi_{Cu})^2 (N_{Cu}^2 - 1)] + \cos(\phi_f) (N_f^2 + N_{Cu}^2) [\cos(\phi_{Cu})^2 - \cos(\phi_i)^2],$$

$$B = \cos(\phi_i) N_f (N_{Co}^2 - 1) (\cos(\phi_f)^2 + \cos(\phi_{Co})^2) + \cos(\phi_f) (N_{Co}^2 + N_f^2) (\cos(\phi_{Co})^2 - \cos(\phi_i)^2),$$

$$C = N_f (\cos(\phi_i)^2 - \cos(\phi_f)^2) + \cos(\phi_i) \cos(\phi_f) (1 - N_f^2),$$

$$\cos(\phi_f) = \sqrt{1 - \frac{\sin(\phi_i)^2}{N_f^2}}, \quad \cos(\phi_{Co}) = \sqrt{1 - \frac{\sin(\phi_i)^2}{N_{Co}^2}}, \quad \cos(\phi_{Cu}) = \sqrt{1 - \frac{\sin(\phi_i)^2}{N_{Cu}^2}}. \quad \text{У виразах } \phi_i =$$

54° – кут падіння світла на плівку, ϕ_{Co} і ϕ_{Cu} – кути падіння світла на шари кобальту. Згідно моделі, світло після проходження багатошарової структури потрапляє в мідь Cu_{bulk} , тому показник заломлення кінцевого середовища N_f було взято як $N_f = N_{Cu}$. Для розрахунку було використано комплексні показники заломлення міді $N_{Cu} = 0.245 + i3.47$ [107], кобальту $N_{Co} = 2.3 - i4.14$ [76] і магнетооптичну константу кобальту $Q = 0.055 - i0.013$ [76], взяті як для об'ємних металів.

З рис. 5.11 видно, що відносно розрахункових значень, отриманих за допомогою виразу (5.5), Керовий кут обертання для плівок з

антиферомагнітним обмінним зв'язком ($d_{Cu} = 9$ і $1,8$ нм) і феромагнітним ($d_{Cu} = 1,35$ нм) збільшений в декілька разів.

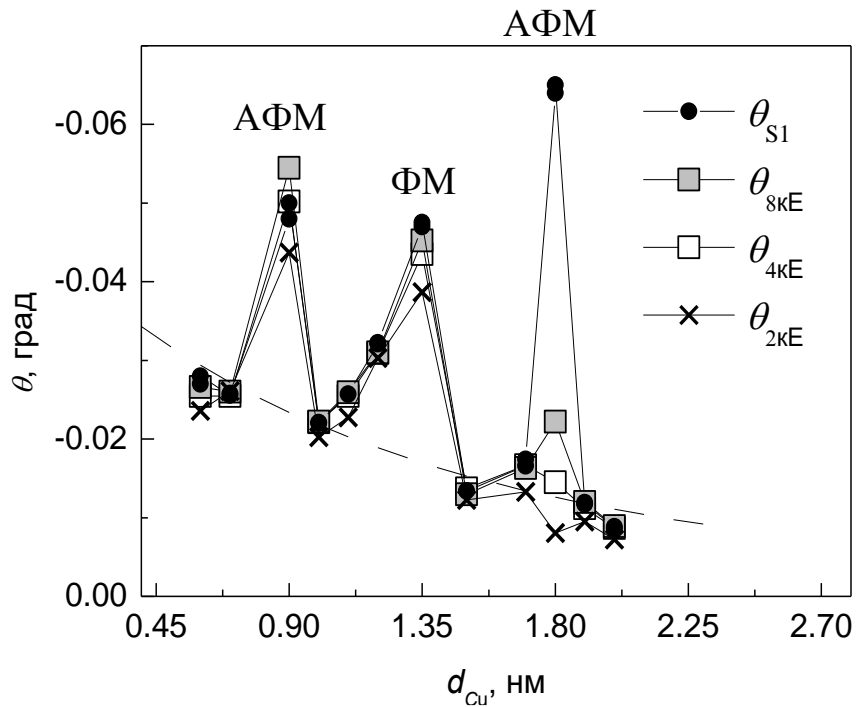


Рис. 5.11. Залежності обертання осі еліпса поляризації світла при поздовжньому ефекті Керра від товщини мідних шарів плівок $[Co/Cu]_{20}$ в магнітних полях: 2 кЕ – (хрестики), 8 кЕ – (пусті квадрати), 16 кЕ – (зафарбовані квадрати). Кути Керового обертання в насиченні θ_{S1} , отримані при екстраполяціях до нуля залежностей $f(\theta) = \theta(H)/H$, показано зафарбованими кружками. Пунктиром показано розраховані величини Керового обертання в насиченні, одержані за допомогою вир. 5.5 в моделі намагніченої до насичення багатошарової плівки $[Cu(d_{Cu})/Co]_{20}/Cu_{bulk}$ із суцільними ФМ шарами. Для розрахунку було використано оптичні сталі міді $N_{Cu} = 0,245 + i3,47$ [107] і кобальту $N_{Co} = 2,3 - i4,14$ [76], а також магнетооптичну сталу кобальту $Q = 0,055 - i0,013$ [76], взяті як для об'ємних металів.

Збільшення магнетооптичного ефекту Керра може бути пов'язане з декількома причинами: з гібридизацією атомних орбіталей Cu і Co в суміжних

металічних шарах, із впливом квантового розмірного ефекту (QSE – Quantum Size Effect) в немагнітних шарах на властивості плівок і із збудженням поверхневих плазмонних поляритонів в міді.

1. Магнетооптичні ефекти в багатошарових наноплівках, які підсилюються завдяки гібридизації атомних орбіталей НМ і ФМ металів при їх зваємному перекритті, можуть бути спричинені змінами оптичних параметрів НМ/ФМ інтерфейсів [54, 53, 38]. Підсилення спонтанного магнетооптичного ефекту Кера багатошарових плівок Со/Си завдяки зміні оптичних параметрів в інтерфейсах при довжині хвилі світла $\lambda = 632,8$ нм можуть досягати 100 % [54]. Гібридизація електронних станів суміжних НМ і ФМ шарів може впливати на спін-орбітальне розщеплення електронних рівнів в ФМ шарі. Проте, воно не може призвести до значних змін магнетооптичного ефекту Кера у плівках Со/Си через малу відмінність між спін-орбітальним зв'язком в Си і Со [54].

Гібридизація p -станів Си з d -станами Со супроводжується також виникненням магнітної поляризації міді (підмагнічуванням) в інтерфейсах Со/Си. Проте величина магнітного моменту Си, який виникає при цьому, становить лише $0,02 \mu_B$ [55] (для багатошарових плівок Со(1,2 нм)/Си(0,8 нм)); для порівняння, магнітний момент Со в об'ємі ГЦК кристалічної ґратки становить близько $1,67 \mu_B$ ($M_{sat}(\text{Со}_{\text{bulk}}) = 1400$ Гс [55]). Підмагнічування НМ шарів в багатошарових плівках також може виникати при інтерференції спін-поляризованих станів електронів провідності в НМ шарі. Проте, величина індукованого магнітного моменту (близько $0,05 \mu_B$, визначена для плівок [Со/Си(0,4 нм)]₂₀ [44]), і близько $0,09 \mu_B$, експериментально отримана для [Со/Си(1 нм)]₅₀ [56]) є також набагато менша за $\sim 1,67 \mu_B$ (Со в масиві). Таким чином, магнітна поляризація Си в багатошарових плівках Со/Си, яка виникає завдяки гібридизації електронних станів Си і Со в інтерфейсах а також при інтерференції спін-поляризованих електронів провідності в шарі Си, може збільшувати магнетооптичний ефект Кера, проте не більше ніж на 10 %.

2. В роботах [50, 39] повідомляється про періодичне з товщиною НМ шарів підсилення спонтанного магнетооптичного ефекту Кера в плівках Au-

клин/Co [50], Fe/Au-клин/Fe і Fe/Au-клин/Fe [39]. Показано, що це підсилення виникає під впливом квантового розмірного ефекту на енергетичний спектр НМ шарів, внаслідок якого з'являються нові магнетооптичні електронні переходи на спін-поляризовані стани в НМ шарі. При зміні товщини НМ шару інтенсивність цих нових переходів змінюється, підсилюючись кожного разу при перетині станів квантових ям з рівнем Фермі, що може призводити до збільшення ефекту Керра до 20%.

Перетин станів квантових ям з рівнем Фермі супроводжується також збільшенням густини станів електронів провідності [41, 42]. В роботі [43] показано, що збільшення густини електронів на рівні Фермі в шарі Ru системи Au/Ru-клин/Co, коли резонансні стани квантових ям досягають рівня Фермі, призводить до збільшення парамагнітної сприйнятливості Паулі електронів провідності i , як наслідок, до підсилення полярного ефекту Керра. При цьому на магнетопольових залежностях Керового обертання плівок видно значне лінійне наростання при збільшенні магнітного поля при товщинах шару Ru, при яких між шарами Co в сендвічевих плівках Co(0,6 нм)/Ru-клин/Co(0,6 нм) виникає антиферомагнітний обмінний зв'язок через електрони провідності рутенію.

Збільшення парамагнітної сприйнятливості Паулі електронів провідності (χ_P) до значення (χ_{St}) характеризується критерієм Стонера:

$$\chi_{St} = \frac{\chi_P}{1 - J_a N_F}, \quad (5.6)$$

де J_a – атомний обмінний інтеграл, N_F – густина станів на рівні Фермі [109]. Атомний обмінний інтеграл для Cu в плівках не може значно змінитися під впливом Co, так як значення $J_a(\text{Cu})$ близьке до J_a всіх феромагнітних металів [109]. При цьому $N_F(\text{Cu})$ може змінитися через перерозподіл електронної густини в умовах квантового розмірного ефекту в тонких мідних шарах плівок Co/Cu.

Лінійне наростання, яке б могло бути спричинене парамагнетизмом Паулі мідних електронів, було виділено на залежностях $\theta(H)$ досліджуваних плівок за умови, що у плівках існують суперпарамагнітні частинки одного розміру. Так,

наприклад, для плівки з $d_{\text{Cu}} = 1,8$ нм, для якої лінійне наростання θ є найбільшим серед плівок, отримали $\chi_{\text{St}} = d\theta/dH \approx 1 \cdot 10^{-3}$ град/кЕ, що на порядок перевищує величину $\chi_{\text{P}} \sim 3,5 \cdot 10^{-5}$ град/кЕ, отриману в роботі [113] для поздовжнього ефекту Кера від міді в масиві. Таким чином, для того щоб збільшення Керового кута обертання в досліджуваних плівках було спричинене збільшенням парамагнітної сприйнятливості мідних електронів провідності, необхідно аби густина станів на рівні Фермі міді збільшилася більше ніж на порядок.

3. Збільшення магнетооптичного ефекту Кера також може бути пов'язане із збудженням поверхневих плазмонних поляритонів. Згідно розрахунку в роботі [45] для випадку багатошарової плівки Co/Cu значне збільшення еліптичності при полярному ефекті Кера слід очікувати при кутах падіння світла поблизу 41° , коли товщина плівки нараховує декілька шарів за умови, що $|k|L \ll 1$ (k – хвильовий вектор світла, L – період багатошарової структури). В полі поверхневого поляритона, який збуджується на границі між шаром міді і повітрям, амплітуда електричного поля може значно перевищувати амплітуду падаючої хвилі, внаслідок чого магнетооптичний ефект від шару Co, який знаходиться в полі поляритона, може значно підсилений, порівняно з випадком звичайної (нерезонансної) магнетооптики. Підсилення Керового кута обертання, спричинене плазмовими чи квазіплазмовими збудженнями (міжзонними переходами в Cu), експериментально спостерігали для двошарових плівок Fe/Cu [47] і FeCo/Ag(Au, Cu) [49] в полярній геометрії і для багатошарових плівок Au/Co/Au [50] як в полярній так і в поздовжній геометріях експерименту при енергії світла поблизу плазмової частоти НМ металу, для якої характерним є наближення до нуля реальної компоненти тензора діелектричної проникності і зменшення відбивання. Збільшення магнетооптичного ефекту в цих роботах пов'язують зі зміною ефективних діелектричних констант плівок завдяки плазмовому резонансному поглинанню в НМ шарах. У випадку шорстких поверхонь плівок плазмові поляритони можуть виникати в широкому інтервалі кутів падіння світла, як це показано в

теоретичній роботі [46], де шорсткість моделюється набором дифракційних ґраток на поверхні НМ металу. При експериментальному вивченні гранульованих плівок ФМ/НМ було виявлено залежність величини і положення резонансного підсилення полярного ефекту Кера поблизу плазмової частоти НМ гранул від розміру гранул [114]. Завдяки відпалу плівок, при якому змінювались розміри гранул, було досягнуто 50-кратне підсилення ефекту Кера. В роботі [115] збільшення Керового обертання, яке спостерігали завдяки плазмовим збудженням у гранулах Ag, розташованих на малій відстані від плівки NiFe, спостерігали у поздовжній геометрії експерименту як для p - так і для s -поляризацій падаючого світла.

В досліджуваних багат шарових наноплівках Co/Cu збудження плазмон-поляритонів є очікуваним завдяки шорсткості поверхні плівок, верхній шар яких в усіх плівках мідний, а також на границях між гранулами Cu і можливими пустотами всередині плівок, які могли утворитись на місцях вакансій летючих іонів аргону, що потрапили у плівку при напиленні. Окрім цього, енергія лазерного світла 1,9 eV ($\lambda = 632,8$ нм), яке використовувалось при вимірах ефекту Кера, є близькою до квазіплазмонної частота 2,1 eV – краю міжзонних електронних переходів у міді.

Як було показано в роботі [52] мідні шари можуть значно впливати на величину магнетооптичного ефекту плівок при енергії світла поблизу краю міжзонних переходів 2,1 eV завдяки гібридизації атомних орбіталей Cu і Co в інтерфейсах Cu-Co. Проведений в роботі [52] розрахунковий аналіз експериментальних даних, який враховує зміни в густині електронних станів при гібридизації, продемонстрував, що при енергії світла поблизу квазіплазмової частоти міді домінуючий внесок у полярний ефект Кера від інтерфейсів забезпечується міжзонними переходами з d -танів Cu із залученням електронних станів Co.

5.4. Спектральні виміри еліптичності при поздовжньому магнетооптичному ефекті Кера

Виявлене збільшення величини Керового обертання для плівок з $d_{\text{Cu}} = 0,9$; 1,35 і 1,8 нм може бути спричинене збільшенням внеску інтерфейсів Co/Cu в ефект Кера завдяки збільшенню сумарної площі інтерфейсів. Таку думку підтверджує той факт, що внесок СПМ кластерів у ефект Кера плівок з АФМ зв'язком ($d_{\text{Cu}} = 0,9$ і 1,8 нм), суттєво збільшений (рис. 5.8), а самі кластери здрібнені (рис. 5.5). У плівці з ФМ зв'язком ($d_{\text{Cu}} = 1,35$ нм) площа інтерфейсів може бути додатково збільшеною завдяки утворенню перетинок між ФМ шарами.

Якщо підсилення ефекту відбувається завдяки збільшенню внеску від інтерфейсів, то можна очікувати, що спектри ефекту Кера цих плівок будуть мати особливості, пов'язані з гібридизацією d і (sp) електронних зон Co та Cu, а саме із збільшенням ефекту поблизу енергії квазіплазмової частоти в міді 2,1 еВ ($\lambda = 590$ нм). Нами були проведені виміри еліптичності світла, відбитого від поверхні плівок в геометрії поздовжнього ефекту Кера. При цих вимірах було використано п'єзооптичний модулятор із кварцевим склом у якості робочого елемента, яке, на відміну від слабопрозорого Фарадеєвого модулятора, не поглинало світло, що дозволяло зменшити шуми і використати замість лазера лампу розжарювання. Виміри еліптичності проводили для однієї з плівок, яка мала товщину мідних шарів $d_{\text{Cu}} = 1,8$ нм і найбільший внесок у ефект Кера від СПМ кластерів.

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. 5.12. 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 λ , різняться між собою тим, що між ними немає пропорційності при $H > 2$ кЕ. Відношення між величинами еліптичності залежить від напруженості магнітного поля.

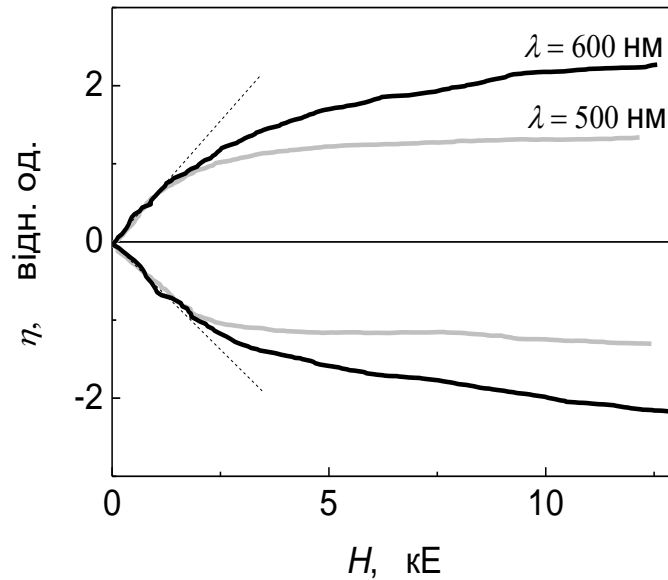


Рис. 5.12. Магнетопольові залежності еліптичності при поздовжньому ефекті Кера плівки $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$, отримані при довжині хвилі світла $\lambda = 500$ і 600 нм.

Еліптичність, спричинена намагніченою ФМ підсистемою близька до $\eta_{FM} \approx \eta_{H=2 \text{ кЕ}}$, а еліптичність, спричинену СПМ підсистемою в полі 12 кЕ, можна визначити як $\eta_{SPM} \approx (\eta_{H=12 \text{ кЕ}} - \eta_{H=2 \text{ кЕ}})$. Їх відношення, що показано на рис. 5.13 точками (шкала зліва) як функція довжини світлової хвилі $f(\lambda) = \eta_{SPM}(\lambda) / \eta_{FM}(\lambda)$, має максимум поблизу $\lambda_m = 600$ нм. Його існування свідчить про вплив міді на магнетооптичні властивості плівки $[Co/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$, бо на магнетооптичних спектрах кобальту особливостей в цьому діапазоні енергій немає, як це видно на рис. 5.14, де шкала справа демонструє залежність величини еліптичності світла, відбитого від поверхні масивного Со в умовах дії полярного ефекту Кера [52]. На рис. 5.14 показано спектри оптичних показників заломлення (n) і екстинкції (k) для міді і кобальту, отримані для масивних зразків. На відміну від кобальту для міді на спектральній залежності

показника заломлення світла чітко видно сходинко подібка особливість поблизу квазіплазмової частоти (600 нм) і провал на спектральній залежності показника екстинкції (рис. 5.14).

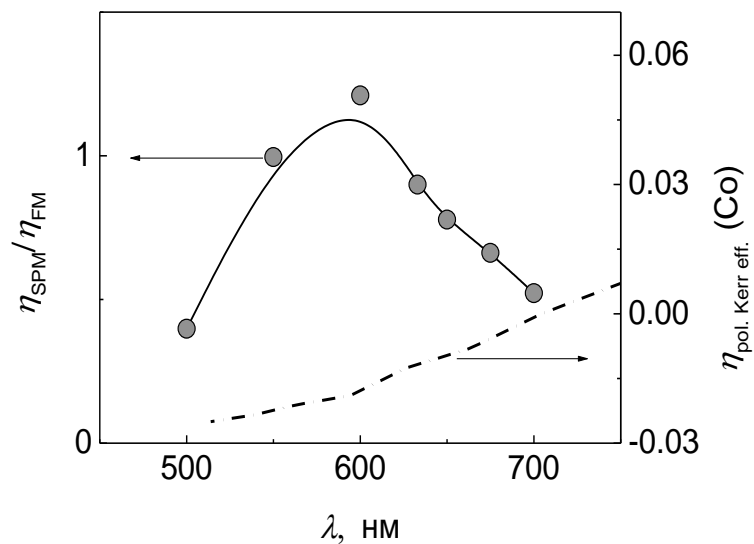


Рис. 5.13. Спектральна залежність відношення внесків у Керову еліптичність від підсистем СПМ кластерів і ФМ блоків у плівці $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$ ($\frac{\eta_{SPM}}{\eta_{FM}}(\lambda)$ - точки), а також спектральна залежність еліптичності в насиченні (штрих-пунктирна лінія) для кобальту при полярному ефекті Керра [52].

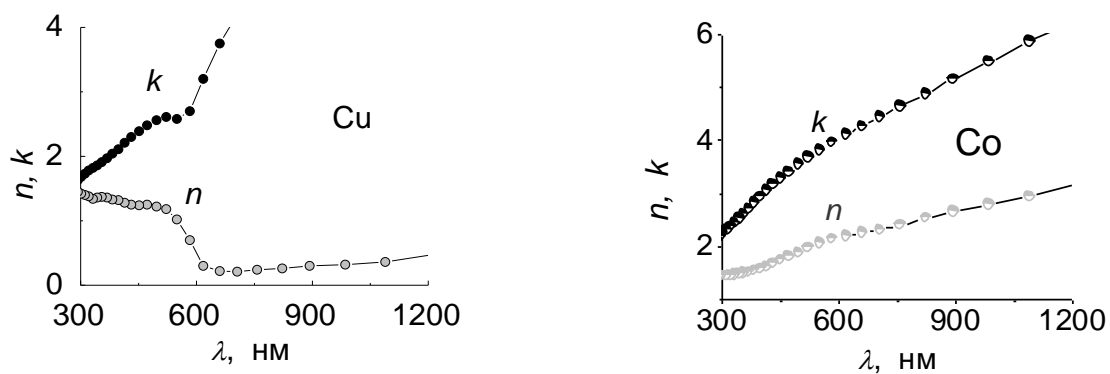


Рис. 5.14. Спектри оптичних констант n і k для масивних міді і кобальту, отримані в роботі [73].

Таким чином, немонотонна спектральна залежність відношення внесків у Керову еліптичність від СПМ кластерів і ФМ блоків $\frac{\eta_{SPM}}{\eta_{FM}}(\lambda)$ свідчить про вплив міді на магнетооптичні властивості плівки з $d_{Cu} = 1,8$ нм. Цей вплив швидше за все пов'язаний з гібридизацією атомних орбіталей Cu і Co при їх перекритті в інтерфейсах. Чим дрібніші СПМ кластери, тим більше інтерфейсів і тим більшим є їх внесок у магнетооптичний ефект. Зважаючи на те, що магнетопольові залежності Керового обертання $\theta(H)$ всіх досліджуваних плівок були отримані при довжині хвилі падаючого світла $\lambda_{експ} = 632,8$ нм, яка близька до квазіплазмової частоти міді (590 нм), можна вважати, що збільшення Керових кутів обертання для плівок з $d_{Cu} = 0,9$ і 1,35 нм, феромагнітні шари яких, як і у плівці з $d_{Cu} = 1,8$ нм, значно фрагментовані на відносно дрібні СПМ кластери, пов'язане також із значним внеском гібридизованих інтерфейсів Co/Cu.

5.5. Причини виявленої фрагментації шарів Co у плівках [Co(111)/Cu(111)]_m

Таким чином, при вивченні властивостей плівок [Co(111)/Cu(111)]₂₀ було виявлено фрагментацію шарів Co, міра якої більша для плівок з АФМ обмінним зв'язком між сусідніми ФМ шарами Co, і яка проявила себе у зменшенні розмірів СПМ кластерів, а також у збільшенні кількості «втрачених спінів».

Відомо, що при кімнатних температурах Co з Cu не змішуються, проте Cu може дифундувати на поверхню островків Co. Ця поверхнева дифузія залежить від швидкості осадження атомів. При швидкостях $V > 30\text{ML/хв}$ (ML - моноатомні шари) атоми міді не встигають дифундувати на Co [110]. Досліджувані плівки були отримані при відносно низьких швидкостях осадження, $V(\text{Cu}) = 16,7\text{ML/хв}$ і $V(\text{Co}) = 13,2\text{ML/хв}$, тому дифузія міді на

поверхню зародків кобальтового шару і, як наслідок, фрагментація ФМ шарів, є очікуваними в досліджуваній системі.

Як уже наголошувалося, в шаруватих металічних структурах між ФМ шарами може встановлюватись РККІ-обмінний зв'язок завдяки спін-поляризованим станам квантових ям, які виникають в НМ шарах при інтерференції відбитих від інтерфейсів хвиль електронів провідності [111]. Поява таких електронних станів впливає на просторовий розподіл вільних електронів в тонких металічних плівках і призводить до змін поверхневої енергії E_S [112]. 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 Су, що призводить до зменшення змочування між мідним шаром і кобальтовим, який конденсується на ньому при вирощуванні багат шарової структури.

Висновки

1. З розрахункового аналізу експериментальних магнетопольових залежностей кута обертання поздовжнього ефекту Керра $\theta(H)$ було отримано розподіли суперпарамагнітних кластерів за величиною їх магнітного моменту і враховано середні гармонійно зважені магнітні моменти суперпарамагнітних кобальтових кластерів $\bar{\mu}$ для всіх досліджуваних плівок $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}]_{20}$. Було виявлено, що отримана залежність $\bar{\mu}$ від товщини шарів міді є немонотонною з мінімумами при $d_{\text{Cu}} = 0,9; 1,35$ і $1,8$ нм, які відповідають екстремумам обмінного зв'язку між шарами Со через електрони провідності міді плівок $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_m$.

2. Для всіх плівок було визначено величини поля H^* , близького до обмінного поля антиферомагнітного зв'язку H_{exch}^{AF} між сусідніми шарами Со. Отримані величини для плівок з $d_{\text{Cu}} = 0,9$ і $1,8$ нм, які відповідають максимумам залежності $H^*(d_{\text{Cu}})$, узгоджуються з літературними даними для системи $[\text{Co}(111)/\text{Cu}(111)]_m$.

3. Було виявлено збільшення Керового кута обертання для плівок, товщини міді яких відповідають як антиферромагнітному ($d_{\text{Cu}} = 0,9$ і $1,8$ нм) так і ферромагнітному ($d_{\text{Cu}} = 1,35$ нм) обмінному зв'язку між ФМ шарами, для яких середні величини магнітних моментів СПМ кластерів $\bar{\mu}$ значно менші порівняно з близькими по товщині плівками.

4. Спектральні виміри еліптичності світла при поздовжньому ефекті Кера дозволили зробити висновок про те, що виявлене збільшення магнетооптичного ефекту Кера плівок з $d_{\text{Cu}} = 0,9$; $1,35$ нм і $1,8$ нм пов'язане із внеском від гібридизованих інтерфейсів Co/Cu, на магнетооптичні властивості яких при $\lambda = 600$ нм впливають міжзонні переходи в міді.

5. Зроблено висновок про те, що різна міра фрагментації шарів Co при різній товщині шарів Cu пов'язана зі зміною умов осадження атомів Co на поверхню Cu при виготовленні плівок. А саме, поява в шарах Cu резонансних електронних станів в умовах електронного квантового розмірного ефекту призводить до зміни поверхневої енергії, що впливає на умови акомодатії ґраткових структур сусідніх шарів кобальту і міді і сприяє виникненню дрібніших СПМ кластерів і збільшенню кількості «втрачених спінів».

ВИСНОВКИ

Серед результатів, отриманих у ході виконання дисертаційної роботи, найбільш вагомим є наступні:

1. Виявлено монотонне збільшення кута Фарадеевого обертання осі поляризації світла, що пройшло через багат шарову наноплівку “ферромагнітний/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 багатократного відбивання світла інтерфейсами завдяки залежності інтенсивності відбитого світла від кількості атомних шарів в шарах немагнітного металу.

2. Виявлено 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-Іосіда між ферромагнітними шарами і встановлено, що розміри кластерів суттєво зменшені у плівках, де обмінна взаємодія антиферромагнітна. Спостережена властивість пов'язується із перерозподілом електронної густини при електронному просторовому квантуванні в шарах міді.

3. Вперше виявлено зменшення кута Фарадеевого обертання в плівках $[\text{Co}(0,8 \text{ нм})/\text{Cu}(111)(d_{\text{Cu}})]_{20}$, в яких існує антиферромагнітний 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 антиферромагнітної взаємодії на намагнічування плівки у спін-флоп фазі.

4. Виявлено підсилення поздовжнього магнетооптичного 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 збільшення ефекту Кера.

Висловлюю щирю вдячність моєму науковому керівнику доктору фізико-математичних наук, професору, академіку НАН України Харченку Миколі Федоровичу за вибір цікавого і актуального напрямку досліджень, увагу, підтримку і співпрацю у процесі виконання і оформлення дисертаційної роботи. Навикам роботи на магнетооптичній установці, знанням про методи магнетооптичних досліджень і про розрахункові методи аналізу експериментальних даних я завдячую саме Миколі Федоровичу.

Велика подяка К. Р. Жекову, В. М. Савицькому, В. М. Хрустальову, В. О. Десненку, О. В. Федорченку, О. М. Стеценку і В. В. Зорченку за допомогу в проведених дослідженнях. Також хочу подякувати співробітникам відділу Оптичних та магнітних властивостей твердих тіл, які допомагали при вдосконаленні магнетооптичної установки, при проведенні експериментальних досліджень і при обробці результатів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

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.
2. **Лукієнко І.М.** Опосередкований вплив квантового розмірного ефекту в багат шарових нано плівках 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.
3. Reduction of superparamagnetic clusters in the [Co/Cu(111)]_n 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.
4. Linear in magnetic field increase of the magneto-optical Kerr effect in multilayered Co/Cu films / **I.M. Lukienko**, M.F. Kharchenko, V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko // *Func. Mat.* – 2008. – V. 15, № 1. – P. 56–62.
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.
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)]₂₀ 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)]_n 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)]₂₀ 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.

16. Волькенштейн М.В. Молекулярная оптика / М.В. Волькенштейн. – Москва: Изд. технико-теоретической литературы. – 1951. – 744 с.

17. Вонсовский С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. – Москва: Наука. – 1971. – 1032 с.

18. Argyres P.N. Theory of the Faraday and Kerr effects in ferromagnets / P.N. Argyres // Phys. Rev. – 1955. – V. 97, № 2. – P. 334-345.

19. Sugano S. Magneto-Optics / S. Sugano and N. Kojima. – Verlag, Berlin, Heideelberg: Springer. – 2000. – 334 p.

20. Zvezdin A.K. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials (Condensed Matter Physics) / A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. – Publisher: CRC Press. – 1997. – 404 p.

21. Ландсберг Г.С. Оптика / Г.С. Ландсберг // Москва: Наука. – 1976. – 848 с.

22. Александров Е. Б. Лазерная магнитная спектроскопия / Е. Б. Александров, В. С. Запасский // Москва: Наука. – 1986. – 279 с.

23. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик. – Москва: Московский университет. – 1976. – 367 с.

24. Анизотропия эффекта Фарадея в слабом ферромагнетике YFeO₃ / А.В. Зенков, Б.Б. Кричевцов, А.С. Москвин [и др.] // ЖЭТФ. – 1989. – Т. 96, № 4(10). – С. 1397-1405.

25. Природа высокой магнитооптической активности кристаллов с ионами Fe^{+3} / Ю.П. Гайдуков, А.В. Зенков, С.В. Копцик [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 51, № 4. – С. 201-203.
26. Magneto-optical measurements of magnetization reversal in nanometer scale sputtered Fe thin films / K. Postava, J.F. Bobo, M.D. Ortega [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 163, № 1/2. – P. 8–20.
27. Qiu Z.Q. Surface magneto-optic Kerr effect (SMOKE) / Z.Q. Qiu, J. Pearson, S. D. Bader // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 200, № 1. – P. 664–678.
28. Bruno P. Theory of interlayer exchange interaction in magnetic multilayers / P. Bruno // J. Phys.: Condens. Matter. – 1999. – V. 11, № 5. – P. 9403–9419.
29. Stiles M.D. Interlayer exchange coupling / M.D. Stiles / Ultrathin Magnetic Structures III. Fundamentals of Nanomagnetism // J.A.C. Bland, B. Heinrich (Eds.). – Berlin, Heidelberg: Springer, 2005. – С. 99 – 142.
30. Thickness-dependent oscillation of the magneto-optical properties of An-sandwiched (001) Fe films / W. Geerts, Y. Suzuki, T. Katayama [et al.] // Phys. Rev. B. – 1994. – V. 50, № 17. – P. 12581–12586.
31. The Magneto-Optical Quantum Size effect in bcc-Fe(001) and Ultrathin Films / Y. Suzuki, T. Katayama, W. Geerts [et al.] // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. – 1995. – V. 382. – P. 237–246.
32. Oscillation of magneto-optical Kerr effect in Co ultra-thin films / T. Katayama, W. Geerts, Y. Suzuki [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 156, № 1/3. – P. 171–172.
33. Magneto-optical effects in Au/Co/Au ultrathin film sandwiches / S. Visnovsky, M. Nyvlt, V. Prosser [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1993. – V. 128, № 1/2. – P. 179–189.
34. Suzuki Y. Theory of magneto-optical effect in ultrathin ferromagnetic layers / Y. Suzuki and P. Bruno // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V. 140/144, – P. 651–652.

35. Oscillation in the magneto-optic Kerr effect due to quantum well states / A. Vedyayev, N. Ryzhanova, S. Young [et al.] // *Phys. Lett. A.* – 1996. – V. 215, № 5/6. – P. 317–320.
36. Магнитооптические свойства многослойных плёнок Fe/Pd / Е.А. Ганьшина, А.А. Богородицкий, Р.Ю. Кумаритова [и др.] // *ФТТ.* – 2001. – Т. 43. № 6. – С. 1061–1066.
37. Bennett W. R. Concurrent Enhancement of Kerr Rotation and Antiferromagnetic Coupling in Epitaxial Fe/Cu/Fe Structures / W. R. Bennett, W. Schwarzacher, W. F. Egelhoff // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 65, № 25. – P. 3169–3172.
38. Effect of Cu thickness in Co/Cu multilayers on polar and longitudinal magneto-optical Kerr spectra / J. Mistrik, R. Krishnan, Š. Višňovský [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V. 240, № 1/3, – P. 523–525.
39. Oscillation of saturation magneto-optical Kerr rotation in epitaxial Fe/Au/Fe and Fe/Ag/Fe(100) sandwiched films / T. Katayama, Y. Suzuki, M. Hayashi [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1993. – V. 126, № 1/3. – P. 527–531.
40. Change of magneto-optical Kerr rotation due to interlayer thickness in magnetically coupled films with noble-metal wedge / T. Katayama, Y. Suzuki, M. Hayashi [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V. 75, № 10. – P. 6360–6362.
41. Tringides M.C. Quantum Size Effects in Metallic Nanostructures / M.C. Tringides, M. Jalochofski, E. Bauer // *Phys. Today.* – 2007. – V. 60, № 4. – P. 50–54.
42. Bruno P. Theory of interlayer magnetic coupling / P. Bruno // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 52, № 1. – P. 411–439.
43. Carl A. Oscillatory Paramagnetic Magneto-Optical Kerr Effect in Ru Wedges on Co / A. Carl and D. Weller // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74, № 1. – P. 190–193.
44. Induced Spin Polarization in Cu Spacer Layers in Co/Cu Multilayers / M.G. Samant, J. Stöhr, S.S.P. Parkin [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V. 72, № 7. – P. 1112–1115.

45. Кособукин В.А. Теория магнитооптических эффектов в квазидвумерных слоях и сверхрешетках / В.А. Кособукин // ФТТ. – 1996. – V. 38, № 11. – P. 3461–3477.
46. Homola J. Surface plasmon resonance sensors based on diffraction gratings and prism couplers: sensitivity comparison / J. Homola, I. Koudela, S.S. Yee // Sensors and Actuators B. – 1999. – V. 54, № 1. – P. 16–24.
47. Enhancement of the Magneto-Optical Kerr Rotation in Fe/Cn Bilayered Films / T. Katayama, Y. Suzuki, H. Awano [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 60, № 14. – P. 1426–1429.
48. Magnetic and magneto-optical properties of Co/Ag compositionally modulated multilayer films / T. Katayama, T. Sugimoto, Y. Suzuki [et al.] // J. Phys. (Paris) – 1988. – V. 49. – P. 1791–1792.
49. Reim W. Magneto-Optical Properties of Metallic Bilayer Thin Films / W. Reim and D. Weller // IEEE Trans. Magn. – 1989. – V. 25, № 5. – P. 3752–3754.
50. Surface enhanced magneto-optics in metallic multilayer films / C. Hermann, V.A. Kosobukin, G. Lampel [et al.] // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 64, № 23. – P. 235422-1–235422-11.
51. Magneto-optical-Kerr-effect study of spin-polarized quantum-well states in a Au overlayer on a Co(0001) ultrathin film / R. Megy, A. Bounough, Y. Suzuki [et al.] // Phys. Rev. B. – 1995. – V. 51, № 8. – P. 5586–5589.
52. Experimental and *ab initio* theoretical study of optical and magneto-optical properties of Co/Cu multilayers / S.Uba, L. Uba, A.Ya. Petrov [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. – 1997. – V. 9, № 2. – P. 447–460.
53. Analytical expressions for polar magneto-optics in magnetic multilayers / Š. Višňovský, R. Lopusník, M. Nývlt [et al.] // Czech. J. Phys. – 2000. – V. 50, № 7. – P. 857–882.
54. Magneto-optical spectroscopy of magnetic multilayers: Theory and experiment (A review) / V.N. Antonov, L. Uba, S. Uba [et al.] // Low Temp. Phys. – 2001. – V. 27, № 6. – P. 425–462.

55. Evidence for the Spin Polarization of Copper in Co/Cu and Fe/Cu Multilayers / S. Pizzini, A. Fortaine, C. Giorgetti [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74, № 8. – P. 1470–1473.
56. Magnetic and magneto-optical properties of Co/Cu multilayers / Y.B. Xu, M. Lu, Q.S. Bie [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 140/144, – P. 581–582.
57. Dielectric tensor for interfaces and individual layers in magnetic multilayer structures / X. Gao, M.J. De Vries, D.W. Thompson [et al.] // *Journ. Appl. Phys.* – 2000. – V. 88, № 5. – P. 2775–2780.
58. Magnetic moment of Au at Au/Co interfaces: A direct experimental determination / F. Wilhelm, M. Angelakeris, N. Jaouen [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V. 69, № 22. – P. 220404-1–220404-4.
59. Polar magneto-optics in simple ultrathin-magnetic-films structures / Š. Višňnovsky, M. Nyvlt, V. Prosser [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 52, № 2. – P. 1090–1106.
60. Short period oscillations of the resistivity and magnetoresistance in Co/Cu(111) superlattices on mica / V.V. Zorchenko, A.N. Stezenko, A.G. Anders [et al.] // *Low Temp. Phys.* – 2005. – V. 31, № 6. – P. 505–515.
61. Van der Pauw L.J. A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape / L.J. Van der Pauw // *Philips Res. Rep.* – 1958. – V. 13, № 1. – P. 1–9.
62. Magnetic anisotropy of thin films of Co on Cu(111) / R. Hammerling, C. Uiberacker, J. Zabloudil [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 66, № 5. – P. 052402-1–052402-4.
63. Brandt E.H. Geometric edge barrier in the Shubnikov phase of type-II superconductors / E.H. Brandt // *Low Temp. Phys.* – 2001. – V. 27, № 9. – P. 723–731.
64. Dubowik J. Shape anisotropy of magnetic heterostructures / J. Dubowik // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 54, № 2. – P. 1088–1091.

65. Chen L. Magneto-optical Properties of Nanostructures Media / L. Chen, S. Wang, R.D. Kirby // Handbook of Advanced Magnetic Materials: Properties and Applications / D. J. Sellmyer, Y. Liu, D. Shindj (Eds.). - Tsinghua University Press: Springer, 2005. – V. 4, – P. 241–270.
66. Evidence of magnetization of Ag in Fe/Ag compositionally modulated films by MOKE spectra / Y.B. Xu, O.Y. Jin, Y. Zhai [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – V. 126, № 1/3. – P. 541–543.
67. Dynamic *in situ* optical and magneto-optical monitoring of the growth of Co/Au multilayers / R. Atkinson, G. Didrichsen, W.R. Hendren [et al.] // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 62, № 18. – P. 12294–12302.
68. Višňovský Š. Magneto-optic ellipsometry in exchange-coupled films // Š. Višňovský, K. Postava, T. Yamaguchi // Opt. Express. – 2001. – V. 9, № 3. – P. 158–171.
69. Yeh P. Optics of anisotropic layered media: A new 4×4 matrix algebra / P. Yeh // Surf. Sci. – 1980. – V. 96, № 1/3. – P. 41–43.
70. Universal approach to magneto-optics / J. Zak, E.R. Moog, C. Liu [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1990. – V. 89, № 1/2. – P. 107–123.
71. Atkinson R. Simple formula for the magneto-optic Kerr effect in large period magnetic multilayers / R. Atkinson // J. Magn. Magn. Mater. – 1992. – V. 115, № 2/3. – P. 353–358.
72. Abe M. Magneto-Optical Effect and Effective Dielectric Tensor in Composite Material Containing Magnetic Fine Particles or Thin Layers / M. Abe, M. Gomi // Jpn. J. Appl. Phys. – 1984. – V. 23, № 12. – P. 1580–1585.
73. Atkinson R. Optical and magneto-optical properties of sputter-deposited Co/Cu multilayers / R. Atkinson, P.M. Dodd // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – V. 173, № 1/2. – P. 202–214.
74. Shinagawa K. Faraday and Kerr Effects in Ferromagnets / K. Shinagawa // Magneto-Optics // S. Sugano and N. Kojima (Eds.). – Berlin: Springer, 1999. – P. 137–177.

75. Lynch D.W. Comments on the Optical Constants of Metals and an Introduction to the Data for Several Metals / D.W. Lynch, W.R. Hunter // Handbook of Optical Constants of Solids // E.D. Palik (Eds.). – Orlando: Academic Press, 1985. – P. 275–358.
76. Magneto-optic constants of hcp and fcc Co films / R.M. Osgood, K.T. Riggs, A.E. Johnson [et al.] // Phys. Rev. B. – 1997. – V. 56, № 5. – P. 2627–2634.
77. Кринчик Г.С. Магнитооптика ферромагнитных металлов / Г.С. Кринчик // Изв. Акад. Наук СССР: Серия физическая – 1964. – Т. 21, № 3. – С. 481–488.
78. Magneto-optical characterization of Fe and Co-based alloy films / G.A. Prinz, J.J. Krebs, D.W. Forester [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1980. – V. 15/18 (Part 2). – P. 779–781.
79. Johnson P.B. Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd / P.B. Johnson, R.W. Christy // Phys. Rev. B. – 1974. – V. 9, № 12. – P. 5056–5070.
80. Weaver J.H. / Optical Properties of Metals / J.H. Weaver // CRC Handbook of Chemistry and Physics // R.C. Weast, M.J. Astly, W.H. Beyer (Eds.). – Boca Raton: CRC Press, 1988. – P. E-368–E-383.
81. Qiu Z.Q. Magneto-optic Kerr ellipticity of epitaxial Co/Cu overlayers and superlattices / Z.Q. Qiu, J. Pearson, S.D. Bader // Phys. Rev. B. – 1992. – V. 46, № 13. – P. 8195–8200.
82. Kaplan A.E. Metallic nanolayers: a sub-visible wonderland of optical properties [Invited] / A.E. Kaplan // J. Opt. Soc. Am. B. - 2018. – V. 35, № 6. – P. 1328–1340.
83. Parkin S. S. P. Oscillatory Magnetic Exchange Coupling through Thin Copper Layers / S. S. P. Parkin, R. Bhadra, K. P. Roche // Phys. Rev. Lett. – 1991. – V 66, № 16. – P. 2152–2155.
84. Interlayer Exchange Coupling in Co/Cu/Co Films / A.S. Samardak, P.V. Kharitonskii, YuD. Vorob'ev [et al.] // Phys. Met. Metallorg. – 2004. – V. 98. № 4. – P. 360–367.

85. Oscillatory interlayer coupling and giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers / D.H. Mosca, F. Petroff, A. Fert [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – V. 94, № 1/2. – P. L1–L5.

86. Decomposition of the magnetoresistance of multilayers into ferromagnetic and superparamagnetic contributions / I. Bakonyi, L. Péter, Z. Rolik [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V. 70, № 5. – P. 054427-1–054427-10.

87. Slonczewski J. C. Origin of biquadratic exchange in magnetic multilayers (invited) / J.C. Slonczewski // *J. Appl. Phys.* – 1993. – V. 73, № 10. – P. 5957–5962.

88. Loose spins in Co/Cu(100) / J.J. de Vries, G.J. Strijkers, M.T. Johnson [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – V. 148, № 1/2. – P. 187–188.

89. High coercivity and giant magnetoresistance of CoAg, CoCu granular films V.V. Hiep, N. Chau, D.M. Hong [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 310, № 2. – P. 2524–2526.

90. Giant magnetoresistance in electrodeposited multilayer films. The influence of superparamagnetic regions / I. Bakonyi, L. Péter, V. Weihnacht [et al.] // *J. Optoelect. Adv. Mater.* – 2005. – V. 7, № 2. – P. 589–598.

91. López Antón R. The effect of the deposition parameters on the magnetic and magnetotransport properties of laser ablated Cu–Co thin films / R. López Antón and M.L. Fernández-Gubiada Ruiz // *Sensor and Actuator A: Physical.* – 2003. – V. 106, № 1/3. – P. 203–207.

92. Unified Understanding of Giant Magnetoresistance Effect and Magnetization in Granular Films with Two-Particle Size Distribution / J.–Q. Wang, J. Peck, F. O’Grady [et al.] // *Chin. Phys. Lett.* – 2004. – V. 21, № 11. – P. 2255–2258.

93. Magnetoresistance of Co/Cu superlattices grown by molecular beam epitaxy / M.J. Hall, B.J. Hickey, M.A. Howson [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V. 47, № 19. 12785–12793.

94. Ion-beam modification of Co/Ag multilayers II: Variation of structural and magnetic properties with Co layer thickness / T. Veres, M. Cai, S. Germain [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2000. – V. 87, № 12. – P. 8513–8521.

95. Xiao J.Q. Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems / J.Q. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chien // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 68, № 25. – P. 3749–3752.
96. Wisser N. Phenomenological theory of the giant magnetoresistance of superparamagnetic particles / N. Wisser // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – V. 159, № 1/2. – P. 119–124.
97. Spin dependent transport in cluster-assembled nanostructures: influence of cluster size and matrix material / M. Hillenkamp, G. Di Domenicantonio, C. Félix [et al.] // *Eur. Phys. J. B.* – 2007. – V. 59, № 4. – P. 447–449.
98. Granular Cu-Co alloys as interacting superparamagnets P. Allia, M. Coisson, P. Tiberto [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 64, № 14. – P. 144420-1–144420-12.
99. Langevin-like giant magnetoresistance in Co-Cu superlattices / D. Barlett, F. Tsui, D. Glick, L. Lauthon [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V. 49, № 2. – P. 1521–1523.
100. Chen J. P. Magnetic properties of nanophase cobalt particles synthesized in inversed micelles / J.P. Chen, C.M. Sorensen, K.J. Klaburde [et al.] *J. Appl. Phys.* – 1994. – V. 76, № 10. – P. 6316–6318.
101. Magneto-optical Properties of Nanogranular Co-Ti-O Films / V. Polyakov, K. Polyakova, V. Seredkin [et al.] // *J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys.* – 2010. – V. 3, № 1. – P. 111–117.
102. Neugebauer J. Mechanisms of island formation of alkali-metal adsorbates on Al(111) / J. Neugebauer, M. Scheffler // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V. 71, № 4. – P. 577–580.
103. Oppo S. Theory of absorption and surfactant effect of Sb on Ag(111) / S. Oppo, V. Fiorentini, M. Scheffler // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V. 71, № 15. 2437–2440.
104. Hamrle J. In-depth resolution of the magneto-optical Kerr effect in ferromagnetic multilayers / J. Hamrle, J. Ferre, M. Nyvlt // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 66, № 22. – P. 224423-1–224423-16.

105. Blügel S. Magnetically stabilized surface alloys / S. Blügel // Appl. Phys. A. – 1996. – V. 63, № 6. – P. 595–604.
106. Ivanov A.A. On the properties of a stochastic magnetic structure of low-dimensional ultradisperse ferromagnets / A.A. Ivanov, V.A. Orlov, G.O. Patrushev // Phys. Met. Metallogr. – 2006. – V. 102, № 5. – P. 485–493.
107. Johnson P. B. Optical constants of the Noble Metals / P. B. Johnson, R. W. Christy, Phys. Rev. B. – 1972. – V. 6, № 12. – P. 4370–4379.
108. Zhang Z. “Electronic Growth” of Metallic Overlayers on Semiconductor Substrates / Z. Zhang, Q. Niu, C.-K. Shih // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 80, № 24. – P. 5381–5384.
109. Janak J.F. Uniform susceptibilities of metallic elements / J.F. Janak // Phys. Rev. B. – 1977. – V. 16, № 1. – P. 255–262.
110. Rabe A. Room-Temperature Instability of Co/Cu(111) / A. Rabe, N. Memmel, A. Steltenpohl, Th. Fauster // Phys. Rev. Lett. – 1994. – V. 73, № 20. – P. 2728–2731.
111. Himpsel F.J. Mirrors for Electrons / F.J. Himpsel // Science. – 1999. – V. 283, № 5408. – P. 1655–1655.
112. Surface x-ray-diffraction study and quantum well analysis of the growth and atomic-layer structure of ultrathin Pb/Si(111) films / P. Czoschke, H. Hong, L. Basile [et al.] // Phys. Rev. B. – 2005. – V. 72, № 3. – P. 035305-1–035305-11.
113. Schnatterly S.E. Magnetoreflexion Measurements on the Noble Metals / S.E. Schnatterly // Phys. Rev. – 1969. – V. 183, № 3. – P. 664–667.
114. Zheng W.-M. The Magneto - Optical Kerr Effect Enhancement in $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$ Granular Films / W.-M. Zheng, L.-Y. Chen, J.-H. Chu // Phys. Stat. Sol. (b). – 1999. – V. 214, № 2. – P. 463–469.
115. Pufall M.R. Measurements of the scattered light magneto-optical Kerr effect from plasmon-resonant Ag particles near a magnetic film / M.R. Pufall, A. Berger, S. Schultz // J. Appl. Phys. – 1997. – V. 81, № 8. – P. 5689–5691.
116. Zabel H. Spintransport / H. Zabel, Samuel D. Bader. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. – 364 p.

**ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА 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.
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.
3. Reduction of superparamagnetic clusters in the [Co/Cu(111)]_n 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.
4. Linear in magnetic field increase of the magneto-optical Kerr effect in multilayered Co/Cu films / **I.M. Lukienko**, M.F. Kharchenko, V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko // Func. Mat. – 2008. – V. 15, № 1. – P. 56–62.
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.
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)]₂₀ 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 багат шарових наноплівках [Co/Cu(111)]_n 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)]₂₀ 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.

ДОДАТОК Б. ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

- 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).