

УДК 681.327.68

В. Г. Кравець

Інститут проблем реєстрації інформації НАН України
вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна

Магнітооптичні властивості наноструктурованих середовищ та їх застосування для запису інформації

Проаналізовано можливості надщільного запису інформації на поверхні наноструктурованих матеріалів магнітним та магнітооптичним методами. Показано, що метод запису з лазерним асистуванням має значні переваги над іншими методами. Одержані магнітооптичні характеристики наногранулярних плівок CoPt-Ag свідчать про можливість їх застосування для надщільного запису. Проведено дослідження магніторезистивного та магніторефрактивного ефекту в плівках на основі CoFe/Al₂O₃ та показано механізм існування пам'яті в них.

Ключові слова: наноструктуровані середовища, магнітооптичний запис, магніторезистивний ефект, лазерне асистування.

Вступ

Зацікавленість у вивченні фізичних характеристик наночастинок зростає в останні роки завдяки їх можливому застосуванню, в першу чергу, для реалізації високощільного запису інформації та застосуванню в медицині [1, 2]. Запис інформації з великою густиною є визначальним напрямком в інформаційних технологіях. Починаючи з 1997 р., щільність запису інформації з використанням магнітного запису та магніторезистивного його зчитування підвищується в два рази з кожним роком. Реєстрація інформації магнітними, оптичними та гібридними методами на їх основі в останні роки базується на наноструктурованих матеріалах. З метою продовження такої значимої тенденції зростання щільності запису необхідно використовувати в якості інформаційних бітів наночастинок все менших розмірів. Крім того, щоб гранули (наночастинок) були феромагнітними при кімнатній температурі, необхідною умовою є виконання наближення $K_u V / (k_b T) \approx 25$ [3], де $k_b T$ — термічна енергія атомів, яка направлена на руйнування магнітного впорядкування в наногранулах; K_u — константа магнітної анізотропії матеріалу; V — об'єм гранули. Вищенаведена формула показує, що мінімальні розміри у феромагнітному стані можуть мати наночастинок, яким притаманна велика константа магнітної анізотропії K_u .

© В. Г. Кравець

Тенденції магнітного та магнітооптичного запису

Магнітні матеріали, які використовуються в даний момент для магнітного запису інформації, наприклад $\text{Co}_{64}\text{Cr}_{22}\text{Pt}_{14}$ [4], характеризуються константою магнітної анізотропії $K_u \approx 1,5 \cdot 10^6$ ерг/см³ та намагніченням насичення $M_s = 375$ ему/см³. Такі характеристики реєструвального середовища дають змогу наблизити щільність запису інформації до 10 Gb/in². У цьому випадку площа одного біта становить близько 100 нм². Магнітооптичні середовища на основі плівок TbFeCo згідно вищезгаданого критерію термічної стійкості при кімнатній температурі мають розміри доменів порядку 400 нм [5]. Такі розміри доменів дають змогу реалізувати запис інформації з щільністю порядку ~ 1 Gb/in². Підсумовуючи вищесказане, можна зробити висновок, що пошук магнітних матеріалів з великою константою магнітної анізотропії та розробка технології одержання на їх базі наноструктурованих середовищ є актуальною задачею.

Серед відомих матеріалів найбільшими значеннями K_u володіють сплави CoPt ($K_u \approx 5 \cdot 10^7$ ерг/см³) та FePt ($K_u \approx 7 \cdot 10^7$ ерг/см³), упорядковані в так звану фазу L1₀ [3, 5–7]. Для нанокристалів CoPt та FePt можливим є зберігання упорядкованої феромагнітної фази навіть тоді, коли їх розміри наближаються до 3,5 нм. Реалізація запису інформації з коміркою пам'яті, що зосереджена на одній магнітній гранулі з діаметром 4–8 нм, дасть змогу одержати реєструвальне середовище з густиною запису $\sim 1\text{--}10$ Tbit/in². У цьому випадку повинен реалізовуватись запис інформації на одному феромагнітному доменові, локалізованому на одній гранулі. Теоретичний аналіз магнітного стану наночастинок показує, що для матеріалів з великою константою анізотропії K_u критичний діаметр домену визначається [5, 6]:

$$d_c \approx 18 \frac{(AK_u)^{1/2}}{\mu_0 M_s^2}, \quad (1)$$

де $A \sim 10^{-11}$ Дж/м = 10^{-6} ерг/см — константа обмінної взаємодії; $\mu_0 M_s^2 \approx 8 \cdot 10^5$ Дж/м³ ($M_s = 800$ ему/см³ для CoPt намагнічування насичення). Проведені оцінки показують, що для наночастинок CoPt та FePt існують однодоменні стани, розміри яких порядку 5–7 нм, що співпадає з розмірами гранул. Утворення таких доменів, що локалізовані на одній гранулі, буде створювати навколо себе магнітне поле, яке визначається енергією магнітної стінки σ_w та діаметром домену d_c за формулою [8]:

$$H_w = \frac{\sigma_w}{d_c M_s}. \quad (2)$$

Цей вираз демонструє, що магнітне поле H_w , яке продукується доменом, обернено пропорційне його розмірам і прямо пропорційне нахилу залежності σ_w/M_s . Для матеріалів, які використовуються для магнітооптичного (МО) запису, значення $\sigma_w/M_s \sim 2\text{--}5 \cdot 10^2$ Ое/мкм. Значне підвищення H_w можливе при прямуванні розмірів доменів до нанометрового діапазону.

З тих пір, відколи існують магнітні та оптичні методи запису інформації беруть початок диспути про переваги одного із них над іншим. Удосконалення цих методів запису інформації та використання в якості реєструвального середовища наноструктурованих матеріалів веде до примирення учасників цих різних технологій. Це пов'язано з тим, що запис інформації на наноструктурах можливий тільки з використанням гібридної технології, так званий магнітний запис із лазерним асистуванням. Зменшення розмірів магнітних наночастинок приводить до зростання коерцитивної сили до 10 кОе, що значно затрудняє процес перемагнічування розділених однодомених наночастинок. Відомо, що велике значення константи магнітної анізотропії сприяє стабільності доменної структури наногранул завдяки зростанню коерцитивної сили H_c . Залежність H_c від діаметра наночастинок та магнітокришталевго поля $2K_u/M_s$ можна записати в вигляді [7, 9]:

$$H_c = \frac{8\pi A}{M_s} \frac{1}{D^2} + \frac{2K_u}{M_s}, \quad (3)$$

де D — діаметр частинок; $A \sim 10^{-11}$ Дж/м = 10^{-6} ерг/см — константа обмінної взаємодії. Вищенаведена формула вказує на квадратичну залежність H_c від $1/D$ та пропорційність її до K_u . Таким чином, високоанізотропні наногранули CoPt та FePt з розмірами частинок ~ 10 нм характеризуються колосальною величиною $H_c \sim 10$ кОе.

З метою подолання цієї проблеми застосовують, так званий, комбінований метод запису інформації. Локальну площу наносередовища засвічують лазерним променем, який її нагріває і внаслідок цього зменшується коерцитивна сила, тобто матеріал стає м'якшим з магнітної точки зору. З ростом температури наночастинок шляхом дії на них лазерного променя коерцитивна сила H_c буде зменшуватися згідно закону [1, 3]:

$$H_c = H_{0c} \left(1 - \frac{T}{T_K}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

де H_{0c} — коерцитивна сила при кімнатній температурі; T_K — температура Кюрі, при якій зникає феромагнітний стан. Таким чином, можливо за допомогою лазерного асистування суттєво зменшити H_c і перемагнітити наногранулу за допомогою включення незначного зовнішнього магнітного поля.

Принципи надщільного запису інформації

Для того щоб локалізувати площу нагрівання середовища, тобто діяти на локально-обмежену його частину, на поверхню наносередовищ наногранулярних плівок CoPt та FePt наносять плівки AgO_x , Sb, AgCo, через які проводять запис інформації. В плівках AgO_x , Sb, AgCo та їм подібним можливо здійснити збудження плазмових коливань у ближній ультрафіолетовій та видимій області спектра. Збудження плазмових коливань у цих плівках дає змогу сфокусувати лазерне проміння до нанорозмірного діаметра [10–12]. Аналіз експериментальних робіт

показує, що покриття наноструктурованого магнітного реєструвального середовища плівкою AgO_x (Sb , AgCo) товщиною $\sim 20\text{--}50$ нм приводить до зменшення розмірів фокусуємого лазерного променя на довжині хвилі збудження плазмових коливань у $10\text{--}20$ разів у порівнянні з дифракційним обмеженням [10, 11]. Збудження плазмових коливань електронів приводить також до суттєвого підвищення МО Керрівського повороту площини поляризації відбитого лазерного променя. В цьому випадку прийнятним варіантом є реалізація зчитування інформації з використанням техніки Керрівського МО-ефекту [10]. На рис. 1 наведено експериментальні спектри МО полярного Керр-ефекту для плівок $\text{Pt}(50\text{ нм})/\text{CoAg}(12\text{ нм})/\text{Pt}(5\text{ нм})$, відпалених при температурі 750 К на протязі 1 години. Відпалення цих структур приводить до збільшення МО-ефекту Керра в області збудження плазмових коливань. У результаті термічної дії плівки $\text{Pt}(50\text{ нм})/\text{CoAg}(12\text{ нм})/\text{Pt}(5\text{ нм})$ перетворюються в гранульовані, де магнітні включення Co та CoPt заповнюють матрицю Ag . Формування наногранул CoPt підтверджують дослідження рентгенівської дифракції на цих плівках. Поява піка при кутах дифракції $2\theta \approx 51^\circ$ говорить про утворення магнітної фази $L1_0$ в гранулах CoPt . Спектри полярного ефекту Керра досягають максимуму на довжині хвилі збудження плазмових коливань $\lambda_{\text{пл}} = 335$ нм. Виникнення плазмових коливань підтверджують й оптичні вимірювання: для цієї довжини світлової хвилі комплексний показник заломлення прямує до 0. Проведені дослідження показують, що феромагнітні наногранули CoPt та FePt , включені в матрицю Ag , можуть бути високоефективними однодоменими реєструвальними середовищами з магнітним чи магнітооптичним принципом зчитування та записом за допомогою лазерного асистування. На рис. 2 представлені гістерезисні криві намагнічування наноструктурованих плівок CoPt та CoPt-Ag . Близька до прямокутної форма петлі гістерезису підтверджує створення в цих плівках стабільних доменів з результуючим вектором намагнічування, направленим перпендикулярно до поверхні плівок. Зовсім недавно було експериментально реалізовано запис інформації з коміркою пам'яті в 50 гранул на біт (FePt частинки з діаметром 4 нм), що дозволило одержати густину запису порядку 100 Gbit/in^2 [4].

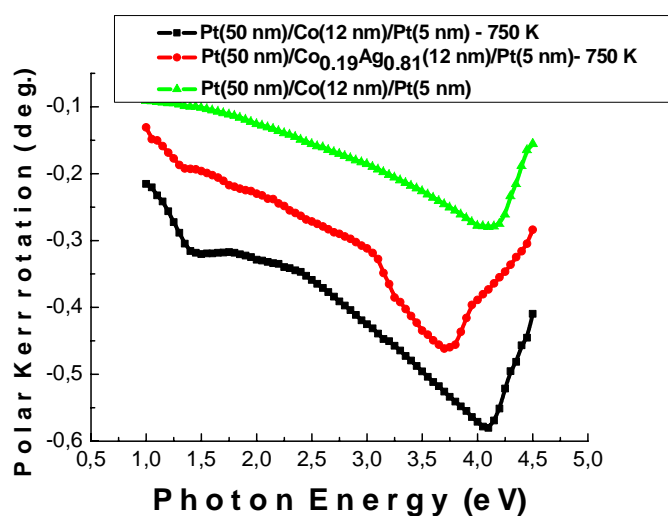


Рис. 1. Залежність полярного ефекту Керра для плівок CoPt-Ag

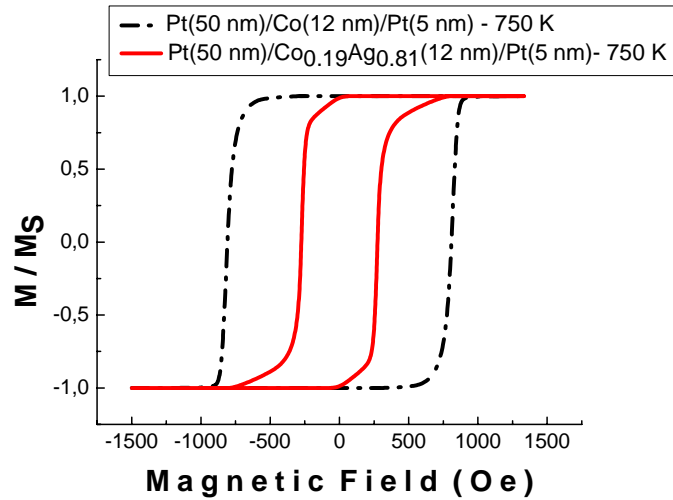


Рис. 2. Гістерезисні криві для плівок CoPt–Ag

Магніторезистивний ефект та його застосування в інформаційних технологіях

У 1988 р. був відкритий гігантський магніторезистивний ефект (МРЕ) [13] в багатошарових плівках Fe/Cr. Протягом останніх десятиріч було одержано багато магнітних структур, яким притаманний цей ефект. Це, насамперед, багатошарові плівки Co/Cu, Fe/Cr, Co/Ag, Ni/Ag [14] та наногранульовані структури CoFe–SiO₂, Co(Fe)–Al₂O₃, CoFe–MgO, Co(Fe)–HfO₂ (магнітні гранули Co, Fe, CoFe мають розмір порядку 3–5 нм) [15], які знаходять широке застосування в магнітоелектронних пристроях. Значну увагу в технологічному аспекті було приділено можливості контролю величини МРЕ в процесі одержання багатошарових та наноструктурованих плівок. Відкритий у 1996 р. магніторефрактивний ефект [16] у плівках зі значним МРЕ став одним із визначних для безконтактного оптичного контролю величини магнітоопору.

Магніторефрактивний ефект базується на співвідношенні Хагена-Рубенса [17, 18], яке показує, що в ІЧ області спектра матеріли з великим опором ρ_0 будуть мати значно менше відбивання R у порівнянні з добре провідними металевими матеріалами: $R = 1 - [2\varepsilon_0\omega\rho_0]^{1/2}$, де ω — частота світла в ІЧ спектральному інтервалі; ε_0 — діелектрична проникність повітря. Так як відбивання є функцією опору, то шляхом диференціювання співвідношення Хагена-Рубенса, можна встановити залежність зміни $\Delta R/R$ від магнітоопору $\Delta\rho/\rho_0$:

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{[2\varepsilon_0\omega\rho_0]^{1/2}}{1 - [2\varepsilon_0\omega\rho_0]^{1/2}} \times \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = -\frac{1 - R}{R} \times \frac{\Delta\rho}{\rho_0}. \quad (5)$$

Це співвідношення показує, що зростання магнітоопору $\Delta\rho/\rho_0$ приведе до зростання зміни відбивання світла в ІЧ спектральній області при поміщенні зразків у магнітне поле. Магніторефрактивний ефект на відміну від давно відомих магнітооптичних ефектів Керра та Фарадея [19] є квадратичним по магнітному полю, тобто не змінює свій знак при зміні напрямку магнітного поля. Така залежність $\Delta R/R$ корелює із залежністю магнітоопору від поля H . Існуючі теоретичні представлення залежності $\Delta\rho/\rho_0$ від поля H можна продемонструвати для гранульованих плівок метал-діелектрик, які знаходять своє застосування в якості зчитувальних магнітних пристроїв, а також реєструвальних середовищ. Для плівок типу CoFe-SiO₂, -(Al₂O₃), -(MgO) і т.д. характерним є тунельний магнітоопір, коли електрони рухаються між намагніченими гранулами через бар'єр, створений діелектричним розділювальним шаром. Тунельний магнітоопір може бути описаний за допомогою виразу [12, 16]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{2P^2m^2}{1+P^2m^2} \times \exp(-2qs), \quad (6)$$

де $P = (N_F^\uparrow - N_F^\downarrow)/(N_F^\uparrow + N_F^\downarrow)$ — спінова поляризованість електронів, яка залежить від густини електронних станів на рівні Фермі $N_F^{\uparrow(\downarrow)}$ для електронів зі спіном, орієнтованим по полю та протилежно йому. Величина $q = (2m^*(V - E_F)/\hbar^2)^{1/2}$ залежить від енергії електронів Фермі E_F та величини потенціального бар'єру V , який долають електрони з ефективною масою m^* . Вважається, що магнітні гранули розділені між собою відстанню s . Наведена вище формула (6) показує, що МО-ефект є квадратичною функцією відносного намагнічування $m = M/M_s$ (M_s характеризує намагнічування насичення). Подібна залежність справедлива і для плівок, які складаються із магнітних плівок, розділених діелектричним шаром, наприклад CoFe/Al₂O₃/CoFe. Для цього типу плівок характерні наступні параметри: $s \sim 2$ нм, $m^* \sim 0,3m_e$, $V \sim 2,5$ еВ, $P \sim 0,3-0,5$, що дає змогу одержати значення $\Delta\rho/\rho_0 \sim 10$ %.

На рис. 3 приведені залежності магнітоопору $\Delta\rho/\rho_0$, та магніторефрактивного ефекту $\Delta R/R$ від величини магнітного поля H для плівкової структури CoFe (50 нм)/Al₂O₃(2-3 нм)/CoFe(24 нм). Ця залежність показує достатню кореляцію між магніторезистивним та магніторефрактивним ефектами. Таким чином, можна зробити висновок, що вимірювання зміни $\Delta R/R$ як функції магнітного поля може слугувати для безконтактного одержання інформації про величину тунельного магнітоопору, що дуже важливо при створенні зчитувальних елементів.

Наногранульовані та трьохшарові структури з тунельним механізмом магнітоопору можуть слугувати також елементами пам'яті, принцип дії яких ґрунтується на залежності їх попередньої намагніченості. Розглянемо механізм роботи такої комірки пам'яті на прикладі магніторезистивної наноструктури CoFe (24 нм)/Al₂O₃(2-3 нм)/FeNi(24 нм). Для несиметричної структури CoFe/Al₂O₃/FeNi (пермалой) крива залежності опору від магнітного поля буде мати гістерезисну залежність. Крім того, функція $\Delta\rho/\rho_0$ від H сильно залежить від величини й напрямку прикладання зовнішнього магнітного поля, яке насичує магнітне впоря-

дкування пермалоевої плівки FeNi. На рис. 4, а, б приведені гістерезисні залежності магнітоопору від величини магнітного поля для двох випадків попереднього намагнічення плівки FeNi в магнітному полі ± 200 Oe в площині плівки, якого достатньо для повного магнітного впорядкування цієї плівки в двох напрямках. Гістерезисні залежності $\Delta\rho/\rho_0$ від H , прикладеного в перпендикулярному напрямку по відношенню до інтерфейсу між CoFe та Al₂O₃, орієнтуються в протилежних напрямках (рис. 4, а, б) в строгій залежності від напрямку попереднього магнітного впорядкування FeNi.

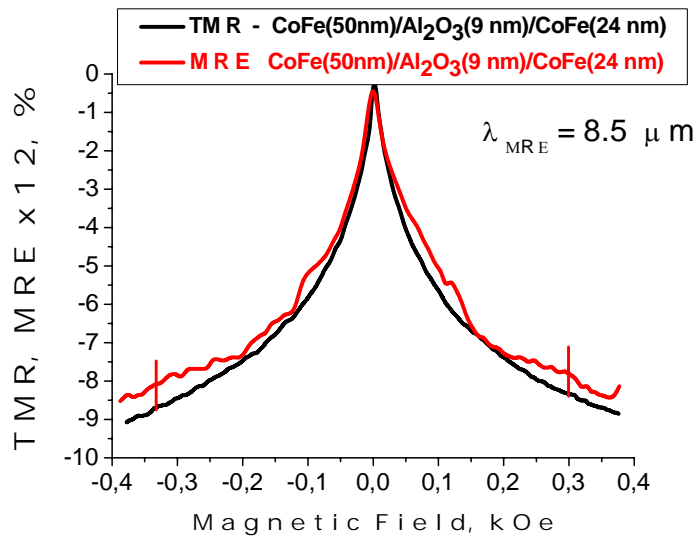


Рис. 3. Кореляція магніторефрактивного та магніторезистивного ефектів у гранулярних плівках CoFe–Al₂O₃

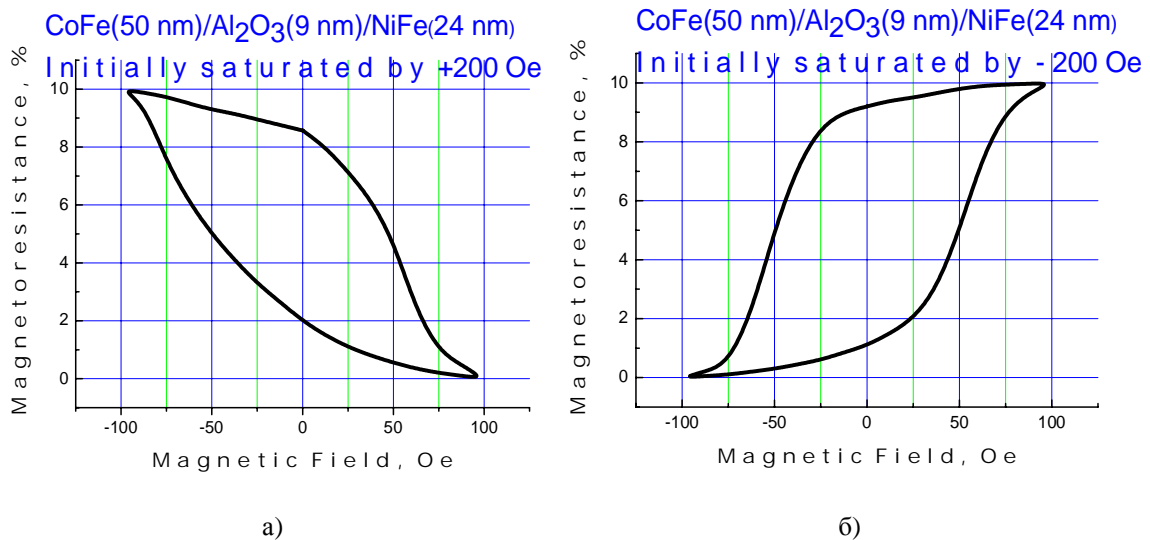


Рис. 4. Ефект пам'яті в наноструктурних плівках CoFe/Al₂O₃/FeNi, попередньо намагнічених у полі: а) +200 Oe; б) –200 Oe

Такий зсув обумовлений тим фактом, що в магнітному полі ~ 200 Ое всі магнітні моменти атомів FeNi стають направлені за напрямком поля. В результаті обмінної взаємодії між магнітно впорядкованою плівкою FeNi та верхніми шарами плівки CoFe в останній наводиться магнітна анізотропія впорядкування. Внаслідок такої взаємодії залежність опору від магнітного поля буде мати гістерезисний вигляд. Слід також відмітити, що залежність опору від магнітного поля для структури CoFe/Al₂O₃/FeNi відповідає законам тунелювання, і нахил кривої $\Delta\rho/\rho_0(H)$ залежить від напрямку попереднього намагнічування плівки FeNi. При зростанні поля H від нульової величини значення $\Delta\rho/\rho_0(H)$ збільшуються, якщо поле попередньої дії мало знак мінус, і мають протилежну тенденцію, якщо поле попереднього насичення було направлено в зворотному напрямку. Таким чином, внаслідок блокування спінового впорядкування в плівках FeNi завдяки обмінній взаємодії передісторія намагнічування пермалою суттєво впливає на залежність $\Delta\rho/\rho_0(H)$. Приведений хід залежності $\Delta\rho/\rho_0(H)$ на рис. 4, а, б може бути використаний для створення комірок пам'яті. При цьому хід залежності, приведений на рис. 4, а може бути прийнятий за інформаційний нуль, а на рис. 4, б — слугувати за інформаційну одиницю.

Висновки

Проведені експерименти та теоретичний аналіз свідчать, що наноструктуровані плівки будуть широко застосовуватись в якості реєструвальних середовищ з великою щільністю запису інформації. Показана можливість запису інформації з використанням наноструктурованих матеріалів магнітооптичним і магнітним методами. Аналіз одержаних результатів та великий спектр існуючих робіт у напрямку розробки реєструвальних середовищ із лазерним асистуванням свідчать про наближення щільності запису інформації до квантово-розмірного обмеження. Дослідження магніторезистивних характеристик наногранульованих плівок показують перспективність їх застосування в якості елементів зчитування інформації.

1. *Kodama R.H.* Magnetic Nanoparticles // *J. Magn. Magn. Mater.* — 1999. — Vol. 200. — P. 359–372.

2. *Hafeli U.H., Schutt W., Teller J. & Zborowski M.* (eds.) Scientific and Clinical Applications of Magnetic Materials. — New York: Plenum, 1997.

3. *O'Handley R.C.* Modern Magnetic Materials: Principal and Applications. — New York: Wiley-Interscience Publication, 1998.

4. *Held G.H. and Grinstein G.* Quantum Limit of Magnetic Recording Density // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — Vol. 79, N 10. — P. 1501.

5. *Xu Y., Sun Z.G., Qiang Y., Sellmyer D.J.* Preparation and Magnetic Properties of CoPt and CoPt:Ag Nanocluster Films // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2003. — Vol. 266. — P. 164–170.

6. *Sun X., Jia Z.Y., Huang Y.H., Harrell J.W., Nikles D.* Synthesis and Magnetic Properties of CoPt Nanoparticles // *J. Appl. Phys.* — 2004. — Vol. 95, N 11. — P. 6747.

7. *Mallet J., Yu.-Zhang K., Chien Ch.-L., Eagleton T.S., Searson P.* Fabrication and Magnetic Properties of fcc Co_xPt_{1-x} Nanowires // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 84, N 19. — P. 3900–3902.

8. *Mochida M, Birukawa M. and Suzuki T.* Thermal Stability of Written Bits in High Density Magneto-Optical Recording Media // IEEE Transactions on Magnetics. — 2001. — Vol. 37, N 4. — P. 1396–1398.
9. *Chudnovsky E.M. and Tejada J.* Macroscopic Quantum Tunneling of the Magnetic Moment. — Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
10. *Kravets V.G.* Ultrahigh-Density Magneto-Optical Recording Based on the Effect of Plasmon Excitations // Optics and Spectroscopy. — 2003. — Vol. 95, N 1. — P. 142–147.
11. *Ou D.R., Zhu J., Zhao J.H.* Approach for Imaging Optical Super-Resolution Based on Sb-films // Appl. Phys. Lett. — 2003. — Vol. 82, N 10. — P. 1521–1523.
12. *Kravets V.G., Petford-Long A.K., Kravetz A.F.* Optical and Magneto-Optical Properties of $(\text{CoFe})_x(\text{HfO}_2)_{1-x}$ Magnetic Granular Films // J. Appl. Phys. — 2000. — Vol. 87, N 4. — P. 1762–1768.
13. *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuset G., Freiderich A., and Chazellas J.* Giant Magnetoresistance of $(001)\text{Fe}/(001)\text{Cr}$ Magnetic Superlattices // Phys. Rev. Lett. — 1988. — Vol. 61, N 21. — P. 2472–2475.
14. *Gregg J. F., Petej I., Jouguelet E. and Dennis C.* Spin Electronics — a Review // J. Phys. D. Appl. Phys. — 2002. — Vol. 35. — R121–R155.
15. *Parkin S.S.P., Roche K.P., Samant M.G., Rice P.M. et al.* Exchange-Biased Magnetic Tunnel Junctions and Application to Nonvolatile Magnetic Random Access Memory // J. Appl. Phys. — 1999. — Vol. 85, N 8. — P. 5828–5833.
16. *Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces / J.C.Jacquet and T.Valet / Edited by E. Marinero.* — Pittsburg: Materials Research Society, 1995.
17. *Kravets V.G., Bozec D., Matthew J.A.D., Thompson S.M., Menard H., Horn A.B., Kravets A.F.* Correlation Between the Magnetorefractive Effect, Giant Magnetoresistance and Optical Properties of Co-Ag Granular Magnetic Films // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 65. — P. 054415–1–9.
18. *Соколов А.В.* Оптические свойства металлов. — М.: Физматгиз, 1961 (*Sokolov A.V.* Optical Properties of Metals. — London: Blackie and Son, 1967).
19. *Zvezdin A.K., Kotov V.A.* Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials // J.M. Arrowsmith Ltd. — Bristol, 1997.

Надійшла до редакції 25.05.2005