

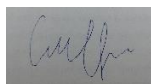
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Факультет електроніки та інформаційних технологій

Кафедра електроніки,
загальної та прикладної фізики

Кваліфікаційна робота магістра

**МАГНІТНИЙ ЗАПИС ІНФОРМАЦІЇ: ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ТА МЕТОДИ
РЕАЛІЗАЦІЇ**

Магістрант гр. ЕП.м-92



М. О. Сметанін

Науковий керівник,

д-р фіз.-мат. наук, професор



С. І. Денисов

Завідувач кафедри ЕЗПФ

д-р фіз.-мат. наук, професор

І. Ю. Проценко

РЕЦЕНЗІЯ

на кваліфікаційну роботу магістра “Магнітний запис інформації:
Фізичні принципи та методи реалізації”
студента спеціальності 171 – Електроніка
факультету електроніки та інформаційних технологій
Сумського державного університету
Сметаніна Миколи Олександровича

Метою даної кваліфікаційної роботи є порівняльний аналіз методів магнітного запису інформації, що базується на використанні фізичних властивостей феромагнітних матеріалів, в яких відбувається цей запис. Серед фізичних властивостей феромагнетиків, що мають безпосереднє відношення до методів магнітного запису інформації, розглянуто їх доменну структуру та умови існування однодоменого стану, явище магнітного гістерезису, температурну залежність намагніченості, а також дисипативну динаміку намагніченості. При цьому використано досить загальний підхід до опису цих статичних і динамічних ефектів, що базується на використанні повної магнітної енергії феромагнітного матеріалу.

В роботі проведено порівняльний аналіз поздовжнього методу запису інформації, коли магнітні домени, яким відповідає біт інформації, намагнічені в площині носія інформації, з сучасним перпендикулярним, в якому відповідні домени намагнічені перпендикулярно цій площині. Зазначено, що використання термо-стимульованого запису, коли область перемагнічування носія швидко нагрівається шляхом лазерного опромінювання, дозволяє суттєво (до ~ 1 Тб/дюйм²) збільшити щільність запису інформації перпендикулярним методом. Проаналізовано також перспективний метод запису інформації в біт-структурованих матеріалах, що являють собою добре впорядкований масив однодомених феромагнітних наночастинок, сконденсованих на поверхні кристалу шляхом самозбірки.

Зауваження до роботи. Всі оцінки, що наведені в роботі, взяті із літературних даних і не підкріплені розрахунками.

Вважаю, що робота “Магнітний запис інформації: Фізичні принципи та методи реалізації” задовольняє основним вимогам до кваліфікаційних робіт магістра і заслуговує на оцінку “добре”, а її автор, Сметанін Микола Олександрович, заслуговує на присвоєння кваліфікації магістра електроніки.

Рецензент:

Завідувач лабораторії № 41

Інституту прикладної фізики НАН

України, м. Суми, к.ф.-м.н.

Ю.С. Бистрик

20.12.2020 р.

РЕФЕРАТ

Метою даної кваліфікаційної роботи є порівняльний аналіз методів магнітного запису інформації, що базується на використанні фізичних властивостей феромагнітних матеріалів, в яких відбувається цей запис.

Зазначена мета досягається шляхом аналізу літературних даних щодо основних фізичних властивостей феромагнетиків та методів запису інформації в них. В роботі особлива увага приділена саме тим властивостям, що використовуються при магнітному записі. Серед них, зокрема, існування магнітного гістерезису, коерцитивної сили, однодоменого стану в феромагнітних наночастинках, а також сильна температурна залежність намагніченості феромагнітного зразка в околі температури Кюрі.

Проведений аналіз показав, що на даний час основними методами магнітного запису інформації є поздовжній, перпендикулярний та термомагнітний. Сформульовано умови реалізації кожного з них та визначено їх переваги і недоліки. Зазначено, що з точки зору збільшення щільності запису інформації одним з найбільш перспективних напрямків є використання біт-структурованих матеріалів, в яких в якості носіїв інформації використовуються феромагнітні наночастинки. Згідно з літературними даними, в таких матеріалах щільність запису може наближатися до 10 Тб/дюйм².

Робота викладена на 38 сторінках, зокрема, містить 17 рисунків, 1 таблицю та список використаних джерел із 32 найменувань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ФЕРОМАГНІТНІ МАТЕРІАЛИ, ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ФЕРОМАГНЕТИКІВ, СТАНДАРТНІ МЕТОДИ МАГНІТНОГО ЗАПISУ ІНФОРМАЦІЇ, ОДНОДОМЕННІ ФЕРОМАГНІТНІ НАНОЧАСТИНКИ, БІТ-СТРУКТУРОВАННИЙ МАГНІТНИЙ ЗАПIS.

ЗМІСТ

	С
ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1. МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ ФЕРОМАГНЕТИКІВ	6
1.1. Намагніченість феромагнетиків.....	6
1.2. Енергія феромагнетика.....	10
1.3. Домени та однодомений стан.....	16
1.4. Явище гістерезису.....	17
1.5. Динаміка намагніченості.....	19
РОЗДІЛ 2. МЕТОДИ МАГНІТНОГО ЗАПISУ ІНФОРМАЦІЇ	21
2.1. Поздовжній запис (longitudinal recording).....	22
2.2. Перпендикулярний запис (perpendicular recording).....	24
2.3. Термомагнітний запис (thermal assisted magnetic recording).....	26
РОЗДІЛ 3. ОДНОДОМЕННІ ФЕРОМАГНІТНІ НАНОЧАСТИНКИ ЯК НОСІЇ ІНФОРМАЦІЇ	30
3.1. Біт-структуровані матеріали (bit-patterned media).....	30
3.2. Біт-структурований магнітний запис (bit-patterned magnetic recording).....	33
ВИСНОВКИ	34
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	35

ВСТУП

Феромагнетики – це широкий клас кристалічних та аморфних матеріалів, в яких елементарні магнітні моменти (ядер, атомів, молекул або колективізованих електронів) паралельні один одному. Однією з основних характеристик феромагнетиків є намагніченість насичення, тобто магнітний момент одиниці об'єму зразка при заданій температурі. Оскільки обмінна взаємодія між елементарними магнітними моментами, яка зумовлює їх паралельну орієнтацію, зазвичай дуже велика у порівнянні з іншими взаємодіями, величину намагніченості насичення можна вважати незалежною від зовнішніх впливів. В той же час напрямок намагніченості може сильно залежати від цих впливів, у тому числі від напруженості зовнішнього магнітного поля.

Наближення фіксованої величини намагніченості насичення дозволяє провести досить повний аналіз багатьох фізичних властивостей феромагнетиків. Так, зокрема, за його допомогою (та при використанні деяких інших припущень) можна описати явище магнітного гістерезису, знайти коерцитивне поле та температурну залежність намагніченості, визначити доменну структуру феромагнетиків та розрахувати розподіл напрямку намагніченості в доменній границі, сформулювати умови однодоменого стану феромагнітних частинок та дослідити в них особливості динаміки намагніченості. Перелічені результати є важливими не тільки з точки зору розуміння процесів, що протікають в феромагнітних матеріалах, а й з точки зору їх практичного використання.

Серед останніх одним із найбільш актуальних та перспективних є використання феромагнітних матеріалів для запису, збереження та відтворення інформації. Хоча в цьому напрямку досягнуто значних успіхів, зростаючі темпи накопичення інформації потребують розвитку нових фізичних принципів та нових підходів для реалізації надщільного запису інформації.

Метою даної кваліфікаційної роботи є порівняльний аналіз методів магнітного запису інформації, що базується на використанні фізичних властивостей феромагнітних матеріалів, в яких відбувається цей запис.

РОЗДІЛ 1. МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ ФЕРОМАГНІТИКІВ

1.1. Намагніченість феромагнетиків

Тверді речовини, що мають спонтанну намагніченість називають феромагнетиками. До феромагнетиків відноситься Fe, Co, Cd, Ni та їх сплави і сполуки. Тобто ці речовини намагнічені навіть за відсутності зовнішнього поля. На рис. 1.1. показано різні типи феромагнітних структур. У феромагнітних структур (метали Fe, Ni, Co, Gd, Dy) усі магнітні моменти атомів напрямлені однаково (рис. 1.1, а). У найпростішій антиферомагнітній структурі (колінеарній) магнітні моменти напрямлені назустріч і взаємно компенсуються (рис. 1.1, б). Феримагнітна колінеарна структура (рис. 1.1, в) має спонтанну намагніченість через некомпенсованість магнітних моментів іонів різних підґраток. Саме тому феримагнетизм часто називають некомпенсованим антиферомагнетизмом.

Слабким феромагнетикам (кристали α -Fe₂O₃, FeBO₃, FeF₃, MnCO₃, CoCO₃, NiCO₃, ортоферити RFeO₃ та ортохромити RCrO₃, де R – іон рідкісноземельного елемента) властиві неколінеарні магнітні структури (рис. 1.1, г-д). Окремий тип феримагнітних структур – це сильнонеколінеарні структури (рис. 1.1, е) [1].

Носіями феромагнетизму є некомпенсовані спіни електронів у атомах або іонах кристалічної ґратки. При намагнічуванні феромагнетик набуває магнітного моменту m і механічного моменту S .

Якщо намагнічування зумовлюють орбітальні магнітні моменти атомів, то відношення m/S :

$$\frac{m}{S} = -\frac{e\mu_B}{2m_e} \quad (1.1)$$

А якщо спінові магнітні моменти, то:

$$\frac{m}{S} = -\frac{e\mu_B}{m_e} \quad (1.2)$$

де m – магнітний момент, S – спіновий момент, m_e – маса електрону, μ – намагнетон Бора, e – заряд електрона.

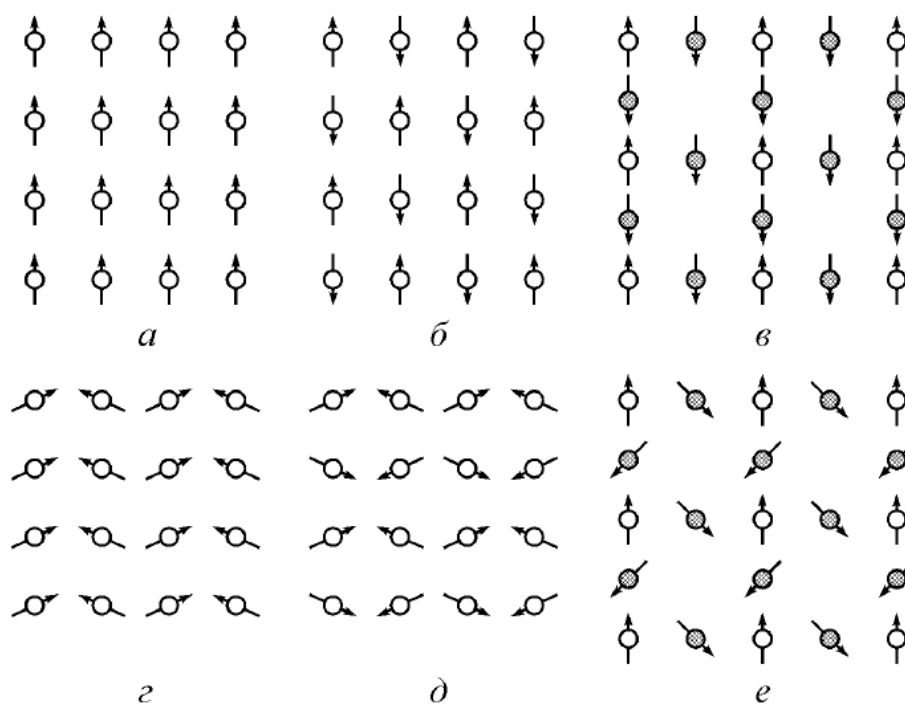


Рис. 1.1 – Різні типи магнітних структур: а – феромагнітна, б – антиферомагнітна колінеарна, в – феромагнітна колінеарна, г – слабконеколінеарна феромагнітна, д – слабконеколінеарна антиферомагнітна, е – сильноколінеарна феромагнітна [1].

Температура Кюрі (T_K) – це температура, при якій спонтанне впорядкування атомних магнітних моментів втрачається внаслідок теплового збудження. Тут тепла енергія порівнянна з приростом енергії, пов'язаним із упорядкуванням. Температури Кюрі мають великий діапазон, коливаючись від близько 0 до 1400 К у випадку Со. Тонкоплівкові матеріали, що використовуються в аплікаціях, зазвичай повинні мати T_K значно вище кімнатної температури, а значення в діапазоні 500–700 К є загальними. Як приклади, повідомляється, що температура Кюрі Со / Pd для можливого застосування в якості магнітного носія запису

становить 600 К, тоді як для тонких плівок FePt, легованих Ni, температура Кюрі в діапазоні 500–770 К. [2]

Таблиця 1.1

Температура Кюрі T_K та магнітна індукція насичення B_s за температури 293 К деяких феромагнетиків [1].

Речовина	T_K , К	$4\pi B_s$, Г с
Fe	1043	21580
Co	1604	17900
Ni	631	6084
CrTe	339	3100
FeCo	1243	24000
NiMn	733	9000

Магнітна проникність феромагнетиків зростає та досягає максимуму за температури Кюрі T_K при охолодженні (рис. 1.2) [1].

Матеріал подовжується в напрямку прикладеного магнітного поля завдяки ефекту, відомому як ефект Джоуля:

$$V = \mu H + d\sigma \quad (1.3)$$

де μ - матриця проникності, σ - механічне напруження, d - коефіцієнт п'єземагнітного зв'язку для матеріалу.

При високих температурах термічне збудження долає ці енергії взаємодії, і сприйнятливість впливає із модифікованої форми закону Кюрі, відомого як закон Кюрі-Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \quad (1.4)$$

де C - знову константа Кюрі, T - абсолютна температура, а T_c - температура Кюрі [3].

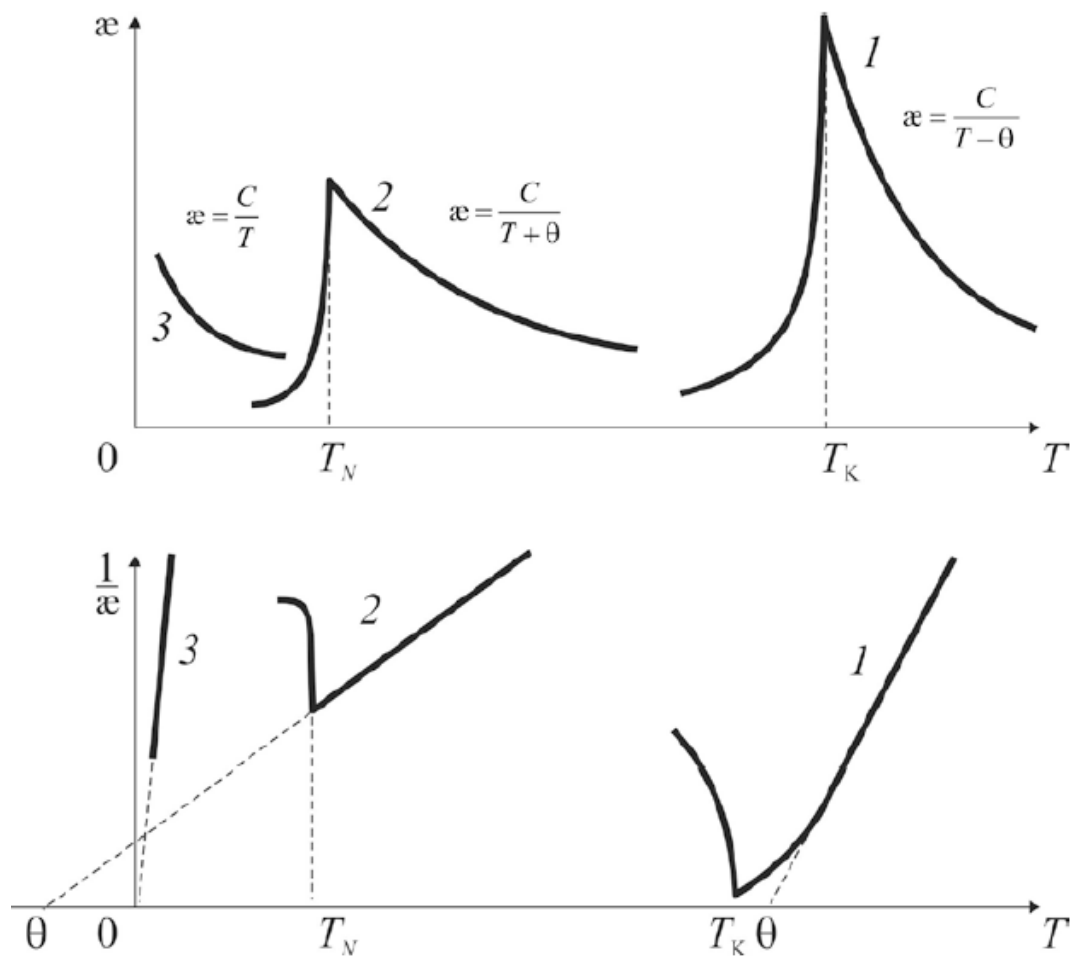


Рис. 1.2 - Температурна залежність магнітної сприйнятливості й оберненої сприйнятливості для різних магнітних матеріалів: θ – температура Кюрі–Вейсса; T_K – температура Кюрі; T_N – температура Нееля; 1 – ферромагнетик; 2 – антиферромагнетик; 3 – парамагнетик [1]

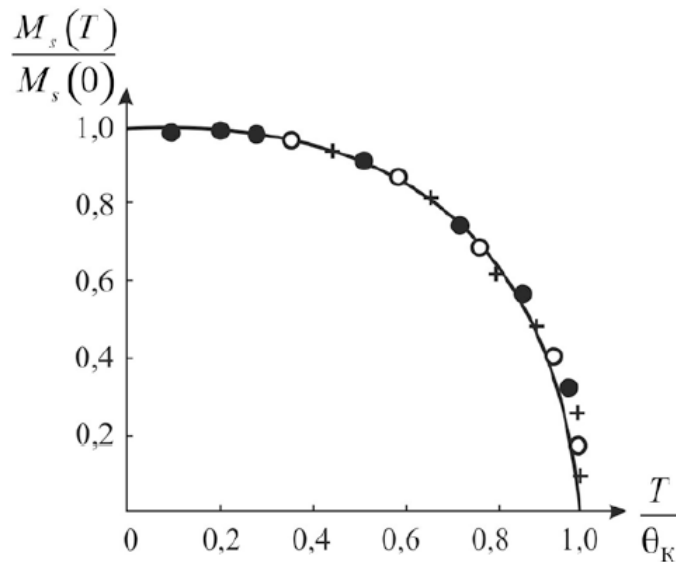


Рис. 1.3 – Температурна залежність спонтанної намагніченості для різних магнітних матеріалів: ● – залізо; ○ – нікель; + – кобальт парамагнетик (Адаптовано з роботи [1])

Спонтанна намагніченість виникає в точці Кюрі ($M_{сп} \approx B_{сп}$). Як видно із залежності максимальної намагніченості Fe, Ni, Co від температури (рис. 1.3) з підвищенням температури намагніченість зменшується і в точці Кюрі-Вейса дорівнює нулю. Температуру фазового переходу з магнітвпорядкованого стану в неупорядкований парамагнітний стан називають феромагнітною точкою Кюрі T_K . Вище T_K речовина стає парамагнетиком. Точки Кюрі (втрата феромагнітних властивостей) для деяких феромагнетиків: для Fe – 770 °С, для Ni – 360 °С, для Co – 1150 °С [1].

1.2. Енергія феромагнетика

Ландау і Лифшиць показали, що утворення доменної структури є наслідком конкуренції декількох внесків у повну енергію феромагнетика: 1) обмінної енергії – $U_{обм}$, 2) енергії кристалографічної анізотропії – U_K , 3) енергія

магнітострикційної деформації – U_λ , 4) магнітопружної енергії – U_σ , 5) магнітостатичної енергії – U_0 , 6) магнітної енергії – U_M .

$$U = U_{\text{обм}} + U_K + U_\lambda + U_\sigma + U_0 + U_M \quad (1.5)$$

1) Обмінна енергія. Цей вклад визначається вираженням

$$U_{\text{об}} = - \sum_{ij} J_{ij} (\vec{S}_i * \vec{S}_j) \quad (1.6)$$

де J_{ij} – обмінний інтеграл

Мінімум $U_{\text{обм}}$ у феромагнетиках відповідає стану однорідної намагніченості.

2) Енергія кристалічної магнітної анізотропії – U_K . У кристалах можуть бути напрямки легкого та важкого намагнічування. Наприклад, в оцк α -Fe [100] – напрямок легкий, а [111] – важкого намагнічування, однак у гцк Ni - ситуація зворотна (рис. 1.4). Для гексагонального Co «легка» вісь співпадає із віссю [1000] (крива а), а «важкий» напрямок лежить у базовій площині (крива б)

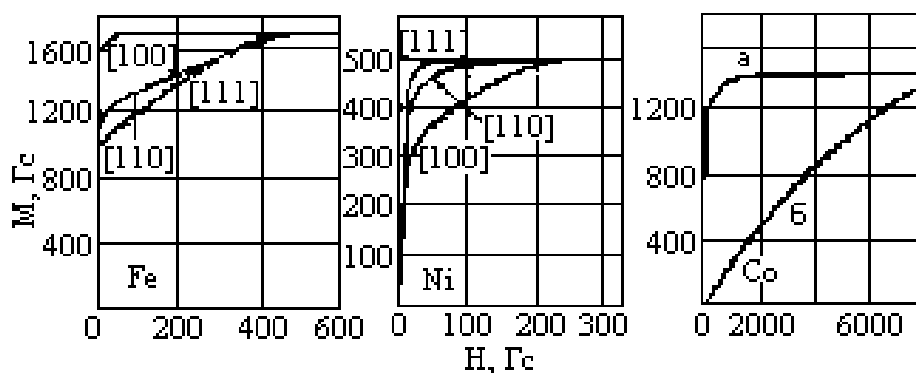


Рис.1.4 – Анізотропія намагнічення в α -Fe, Ni, Co [4]

Причина – анізотропія в перекритті електронних орбіт (рис.1.5). Внаслідок спіно-орбітальної взаємодії, розподіл заряду – сфероїд, а не сфера. Асиметрія в

зарядовому розподілі обумовлена симетрією кристала, але також «відслідковує» орієнтацію спина за рахунок L-S-Взаємодії. Обертання напрямку спина щодо кристалографічних осей змінює обмінну енергію, а також енергію електростатичної взаємодії зарядів у сусідніх парах атомів.

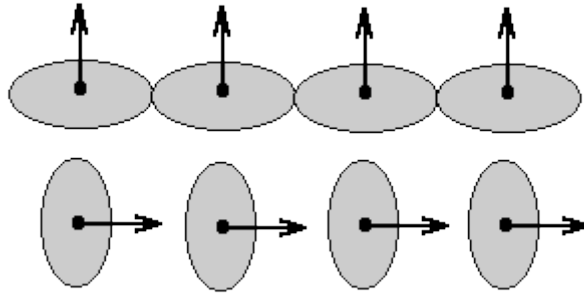


Рис.1.5 – Асиметрія перекриття розподілів електронів [4]

Обидва ефекти дають внесок в енергію анізотропії. Енергія анізотропії в одноосьовому кристалі може бути представлена у вигляді ряду

$$U_K = \sum_n K_n \alpha^{2n} \quad (1.7)$$

де $\alpha = \cos \vartheta$ – напрямний косинус магнітного моменту M щодо виділеної осі.

Непарні ступені по α не включаються, тому що напрямки α і $-\alpha$ еквівалентні, K_n - константи кристалографічної анізотропії, не залежать від α і визначаються з експерименту. У більшості випадків досить залишити три члени:

$$U_K = K_0 + K_1 \cos^2 \vartheta + K_2 \cos^4 \vartheta \quad (1.8)$$

При $K_1 < 0$, $K_2 = 0$ одержуємо феромагнетик з легкою віссю, оскільки $\min(U_K)$ відповідає $\vartheta = 0$.

Для кубічного кристала, енергія анізотропії (комбінація $\alpha_{12} + \alpha_{22} + \alpha_{32/1}$)

$$U_K = K_0 + K_1(\alpha_{12/22} + \alpha_{22/32} + \alpha_{32/12}) + K_{2/12}\alpha_{22/32}. \quad (1.9)$$

Константи магнітопружної анізотропії (в ерг/см³):

$$\text{Fe} - K_1 = 4.6 \cdot 10^5, K_2 = 1.5 \cdot 10^5$$

$$\text{Ni} - K_1 = -5 \cdot 10^4, K_2 = 2.3 \cdot 10^4$$

$$\text{Co} - K_1 = 4.1 \cdot 10^6, K_2 = 1.0 \cdot 10^6$$

Наведена або орієнтаційна анізотропія створюється штучно за допомогою особливої технології обробки вихідного матеріалу (холодна прокатка, відпал в магнітному полі або в поле зовнішніх пружних напружень, перекристалізація в магнітному полі, напилювання плівок у присутності магнітного поля, напилювання плівок під кутом тощо). Механізм формування полягає у спрямованому впорядкуванні дефектів (атоми заміщення та впровадження в сплав, вакансії, дислокації). Суть явища – дифузія домішкових центрів та їх упорядкування вздовж таких напрямків у кристалі, щоб виникла анізотропія стабілізувала наявну орієнтацію вектора намагніченості.

Обмінна або односпрямована анізотропія – за рахунок обмінних сил на межі двох магнітних фаз: феромагнетика й антферомагнетика.

Поверхнева анізотропія – оскільки молекулярне поле для іонів в об'ємі й на поверхні різниться, то виникає поверхнева анізотропія, яка важлива для тонких плівок:

$$U_{K, \text{пов}} = K_{\text{пов}} \cos \vartheta, \quad (1.10)$$

де ϑ – кут між вектором спонтанної намагніченості й нормаллю до поверхні.

Для Fe і Ni $U_{K, \text{пов}} \sim 0.1 - 1$ ерг/см².

3) Енергія магнітострікційної деформації – U_λ . Магнітострікція - ця зміна розмірів тіла при намагнічуванні. Так Ni – стискується в напрямку намагнічування й збільшується в розмірах у поперечному напрямку, а Fe – у слабких полях збільшується в напрямку намагнічування. Величина $\Delta l/l = \lambda S$ – константа магнітострікції. Константа магнітострікції й, відповідно, магнітострікційна деформація, ε_{ijm} , є тензорами:

$$\varepsilon_{ij}^M = \sum_{k,1} \lambda_{ijkl} * \alpha_k * \alpha_l, \quad (1.11)$$

У випадку кубічної симетрії тензор λ_{ijkl} зводиться до двом незалежним константам $\lambda_{[100]}$ і $\lambda_{[111]}$. У цьому випадку λ можна представити у вигляді матриці

$$\begin{bmatrix} \lambda_{[100]} & -\lambda_{[100]/2} & -\lambda_{[100]/2} & 0 & 0 & 0 \\ -\lambda_{[100]/2} & \lambda_{[100]} & -\lambda_{[100]/2} & 0 & 0 & 0 \\ -\lambda_{[100]/2} & -\lambda_{[100]/2} & \lambda_{[100]} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 3/4\lambda_{[111]} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 3/4\lambda_{[111]} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 3/4\lambda_{[111]} \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

Якщо $\lambda_{[100]} = \lambda_{[111]} = \lambda$, то магнітострікція ізотропна, що характерно для поліметалів. У цьому випадку можна вважати, що

$$\lambda = (2\lambda_{[100]} + 3\lambda_{[111]})/5. \quad (1.13)$$

Для Fe $\rightarrow \lambda_{[100]} = 19.5 \cdot 10^6$ і $\lambda_{[111]} = -18.8 \cdot 10^6$, відповідно, $\rightarrow \lambda = -3.48 \cdot 10^6$.

Енергія магнітострікційної деформації

$$U_\lambda = E_\lambda \lambda S^2, \quad (1.14)$$

де E_λ – модуль Юнга. Магніострикційний ефект є оборотним.

4) Магнітопружна енергія – U_σ . Магніострикція – окремий випадок магнітопружної взаємодії. При наявності зовнішньої напруги σ_{ij} ця енергія дорівнює

$$U_\sigma = -\alpha\sigma_{ij}\varepsilon_{ijm}, \quad (1.15)$$

5) Магніостатична енергія – U_0 . Поява магніостатичної енергії U_0 пов'язана з тим, що при наявності вільних полюсів виникає магнітне поле, що розмагнічує. Якщо ми маємо однодоменний кристал, то сформовані на поверхні цього домена полюса будуть мати більшу магніостатичну енергію рівну $(1/8\pi) \int B^2 dv \sim Ms^2 \approx 10^6$ ерг/см³, де M_s - намагніченість насичення. Більш точно

$$U_0 = N_p m s^{2/2}, \quad (1.16)$$

де N_p – фактор розмагнічування. Магніостатична енергія зменшується, якщо зразок розбивається на антипаралельно намагнічені домени. Магніостатична енергія може бути зменшена до нуля при утворенні доменів замикаючі магнітні потоки усередині феромагнітної речовини. При $M_s = 1.7 \cdot 10^3$ Гс $\rightarrow U \sim 0.85d^3 \cdot 10^6$ ерг/см³.

6) Магнітна енергія – U_M . Це енергія магнітного моменту у зовнішньому магнітному полі H .

$$U_M = -MH \quad (1.17)$$

Мінімуму повної енергії феромагнетика відповідає не насичена конфігурація, а деяка доменна структура [4].

1.3. Домени та однодомений стан

Домени – ділянки, в яких усі магнітні моменти атомів напрямлені однаково. В межах одного домену намагніченість досягає максимального значення. У цей же час у різних доменах магнітного кристалу вектори намагніченості не є паралельними один одному (рис. 1.6).

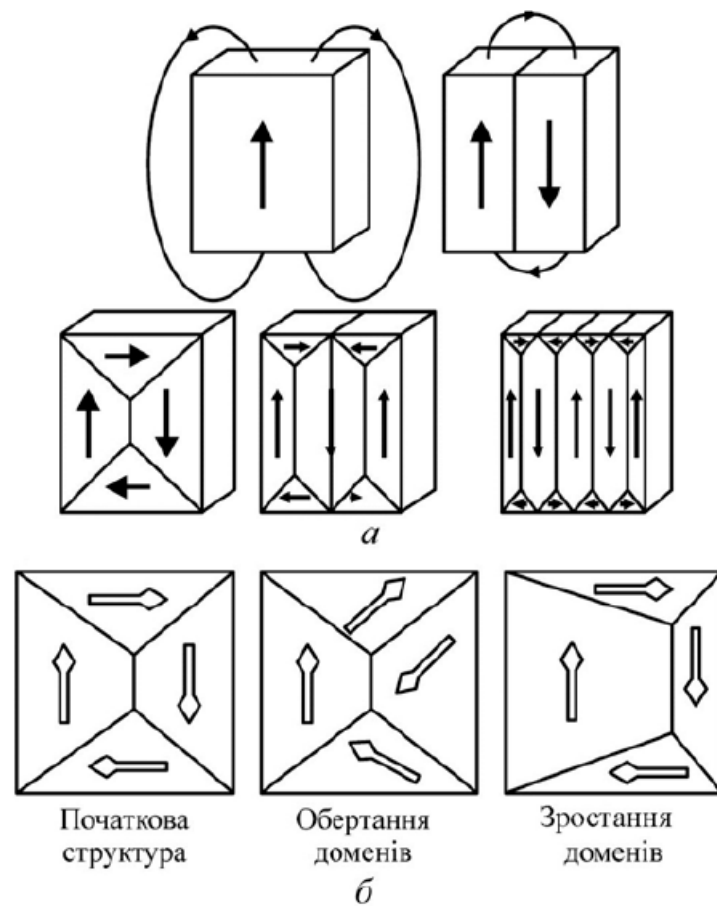


Рис. 1.6 – Приклади доменної структури ферромагнетиків (а); зміна доменної структури за рахунок зміщення стінок доменів і зростання доменів під дією магнітного поля (б). [1]

Спонтанне намагнічування є анізотропним. Без дії зовнішнього поля домени ферромагнетика орієнтуються один відносно одного так, що сумарний магнітний момент в цілому дорівнює нулю. Ферромагнетик намагнічується, здобуваючи

відмінний від нуля магнітний момент у разі збільшення поля H . Процес намагнічування має три стадії:

1. Зміщення меж доменів. Процес зміщення зображено на рис. 1.7 (ділянка «а»): у разі невеликих H намагнічування відбувається плавно та у зворотному напрямку, а за сильних полів має стрибкоподібний характер (ефект Баркгаузена) [1].

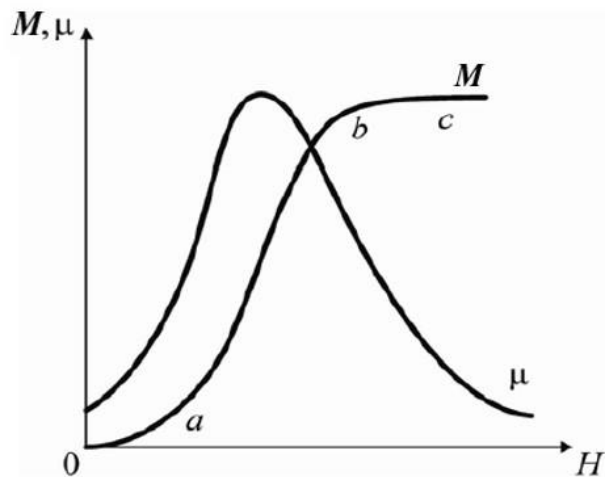


Рис. 1.7 – Залежність намагніченості M та магнітної проникності μ від напруженості магнітного поля [1]

2. Обертання. На цій стадії процес намагнічування протікає значно повільніше і завершується у той момент, коли вектор M розміститься вздовж H , намагніченість досягає технічного насичення (рис. 1.7, ділянка «b»).

3. Парапроцес. Намагнічування, що відповідає парапроцесу (рис. 1.7, ділянка «с») спричинене переорієнтацією спінів [1].

1.4. Явище гістерезису

Крива на рис. 1.8 зображує повний цикл перемагнічування феромагнетика. Під час перемагнічування магнітний момент m спочатку підвищується до свого

максимального значення (спонтанна намагніченість m_s), а зі зменшенням магнітного поля відстає від його зміни. Якщо $H = 0$, то індукція дорівнює величині m_r .

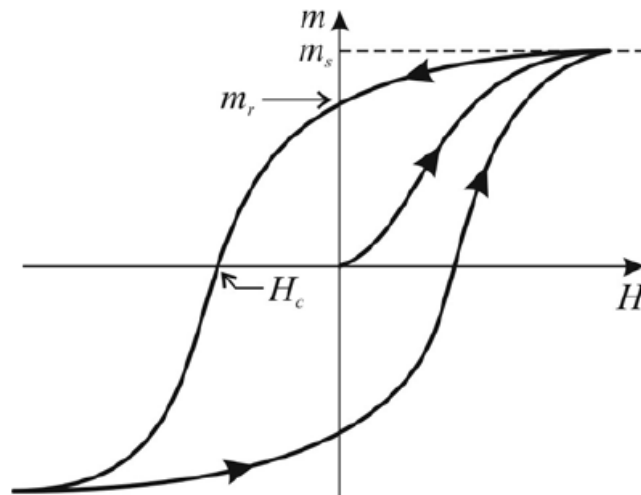


Рис. 1.8 – Магнітний гістерезис [1]

Магнітний гістерезис – явище відставання зміни магнітного моменту m від зміни поля H у разі перемагнічування. m_r – залишковий магнетизм, для зникнення якого потрібне зустрічне поле H_c (коерцитивна сила), що буде розмагнічувати феромагнетик. Петля гістерезису – замкнена крива на рис. 1.8, площа якої пропорційна роботі перемагнічування одиниці об'єму феромагнетика. Ця робота перетворюється у теплоту, феромагнетик нагрівається. Чим більша площа петлі гістерезису, тим інтенсивніше йде нагрів. Залежно від форми та площі петлі гістерезису феромагнітні матеріали поділяють на:

- «м'які» або низькокоерцитивні;
- «тверді» або висококоерцитивні.

Магнітом'які матеріали мають низьку коерцитивну силу і високу магнітну проникність, їх застосовують для виготовлення магнітоприводів електричних машин і приладів (наприклад, сплав «пермалой» досягає $\mu \sim 10^5$ та великої індукції у разі насичення ($B_{\text{зал}} \sim 1$ Тл), причому їх коерцитивна сила $H_c = 0,3$ А/м,

петля гістерезису вузька настільки, що втрати на перемагнічування у 500 разів менші ніж у «м'якого» магнітного заліза.

Магнітотверді матеріали (постійні магніти) використовують для створення великих постійних магнітних полів, вони не потребують перемагнічування, мають велику коерцитивну силу, тобто дуже широку петлю гістерезису (наприклад, у сплавах Al–Ni–Fe коерцитивне поле за індукції насичення 1,5 Тл становить близько 10^5 А/м, якщо $B_{\text{зал}} \sim 1,3$ Тл) [1, 2, 3, 5, 6].

1.5. Динаміка намагніченості

У 1935 році була опублікована робота «До теорії дисперсії магнітної проникності у феромагнітних тілах» Л. Д. Ландау та Е. М. Ліфшиця. У роботі [7] коротко обговорюється вплив статті Ландау та Ліфшиця та, особливо, рівняння Ландау-Ліфшиця, на подальший розвиток фізики магнітних явищ.

У випадку магнітних матеріалів рівняння руху розглядається як складове рівняння, що дає відношення між M і H . Рівняння Ландау-Ліфшиця використовується у випадку спіна у зовнішньому магнітному полі. Рівняння руху магнітного моменту в прикладеному полі дорівнює:

$$\frac{d\mu}{dt} = -\gamma\mu * H \quad (1.18)$$

де $\gamma=1,7609*10^7(\text{Ое}*\text{с})^{-1}$ – це гіромагнітне відношення для фактора Ланде $g=2$. Магнітний момент $\vec{\mu}$ обертається навколо магнітного поля з частотою Лармора $\gamma H/2\pi$ і ніколи не досягає положення рівноваги, якщо воно вже не спрямоване в одному напрямку [8].

Рівняння містить як енергію, так і величину магнітного моменту. Рівняння є дійсним як з мікромагнітної, так і з атомістичної точки зору, і спосіб включення будь-якої взаємодії в рівняння полягає у використанні замість зовнішнього поля ефективного поля, обчисленого за допомогою

$$H_{eff} = -\frac{1}{V} \frac{\delta E}{\delta M} \quad (1.19)$$

Рівняння Гілберта, перетворене у форму Ландау-Ліфшица, відоме як рівняння Ландау-Ліфшица-Гілберта (LLG) має вигляд:

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} (M * H_{eff}) - \frac{\alpha\gamma}{(1 + \alpha^2)M_a} * (M * H_{eff}) \quad (1.20)$$

де α – феноменологічна константа затухання, яка представляє всі механізми релаксації.

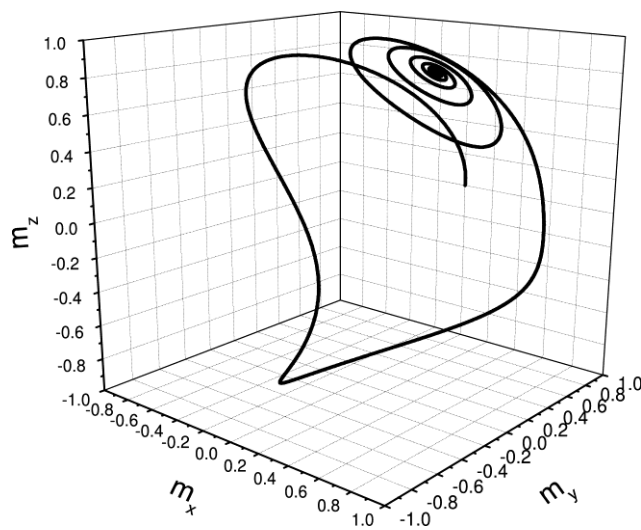


Рис. 1.9 – Траєкторія намагнічування однодомної частинки з легкою віссю в напрямку Z під прикладеним полем $h_{app} = \{0.5, 0, 0\}$ з початковою умовою $m_0 = \{0, 1, 0\}$ та $\alpha = 0,1$ [<http://www.fgarciasanchez.es/thesisfelipe/node17.html>].

Для поздовжнього магнітного носія запису параметр затухання, вимірний за допомогою феромагнітного резонансу, лежить у діапазоні 0,01-0,04. Рівняння є дисипативним і не зберігає енергію, хоча і зберігає величину намагніченості [9]. Приклад дисипативної динаміки LLG можна побачити на рис. 1.9.

РОЗДІЛ 2. МЕТОДИ МАГНІТНОГО ЗАПИСУ ІНФОРМАЦІЇ

2.1. Поздовжній запис (longitudinal recording)

Основні вимоги до магнітного носія запису:

- Висока коерцитивність H_c (зазвичай вище 4000 – 5000 Oe). Це потрібно для того, щоб зробити носій стабільним і забезпечити різкі магнітні переходи, щоб підтримувати високу щільність запису.
- Досить висока залишкова намагніченість середовища та мала товщина. Це потрібно для того, щоб досягти достатнього рівня магнітних полів, що виходять з диска, і відповідно, щоб максимізувати сигнал зворотного зчитування, зберігаючи носій якомога ближче до голови.
- Рівномірні, невеликі, близько розташовані та магнітно ізольовані магнітні зерна, щоб мінімізувати медіа-шум. Однак розмір зерен обмежений суперпарамагнітною межею, тобто дрібні магнітні зерна стають нестійкими і можуть спонтанно змінювати свою намагніченість через теплові коливання [11].

Поздовжні тонкоплівкові середовища засновані на $CoCr$ з добавками Pt an Ta. Pt використовується для збільшення магнітної анізотропії плівки, багатой кобальтом. Це також покращує епітаксійне співвідношення між кобальтовою плівкою та підшаром Cr. Cr відіграє роль у виділенні магнітних зерен. Встановлено, що використання Ta в якості легуючої добавки в поздовжніх середовищах $CoCr$ посилює сегрегацію Cr до меж зерен, а також покращує епітаксію до підшару Cr [12].

На рис. 2.1 показано дисковий носій на основі магнітної тонкої плівки. Глиноземна основа покрита NiP (шар підшерстя), що забезпечує жорсткість, гладкість та належну текстуру носіям. Далі основа покрита шаром хрому перед нанесенням магнітного записуючого шару (сплав Co) методом розпилення. Магнітний шар покритий вуглецевим шаром та шаром мастила (для захисту

магнітного шару від трибологічного зносу на інтерфейсі головка-диск через високу швидкість (> 5000 об / хв) обертання диска під головкою.

шар мастила (3 нм)
покриття (10-20 нм)
магнітна плівка (200-500 нм)
Крейдер (100-200 нм)
NiP (10 мкм)
Al основа (0,8 нм)

Рис. 2.1 – Схематичне зображення різних шарів, що використовуються в поздовжньому носії запису [13]

Інформація на поздовжньому носії кодується в місцях, де відбувається перехід між протилежними напрямками намагніченості (рис. 2.2) [13].

Для цифрового магнітного запису інформації з поздовжнім намагнічуванням стрічки досліджено [14] зв'язок між доменною структурою носія та магнітооптичним зображенням його розсіяних полів, отриманим за допомогою магнітної плівки з перпендикулярною анізотропією та великим обертанням Фарадея. Для двочастотного двійкового коду без повернення до нуля розроблений алгоритм, який дозволяє однозначно декодувати інформацію, записану на стрічці, на основі аналізу зображення блукаючих полів.

Практична межа поздовжньої ареальної щільності для поздовжнього магнітного запису у роботі [13] досягла приблизно 200 Гбіт / дюйм². Подальший попит на ще більшу ареальну щільність спричинив розвиток перпендикулярного запису, в якому біти записуються із намагніченістю, спрямованою вгору або вниз.

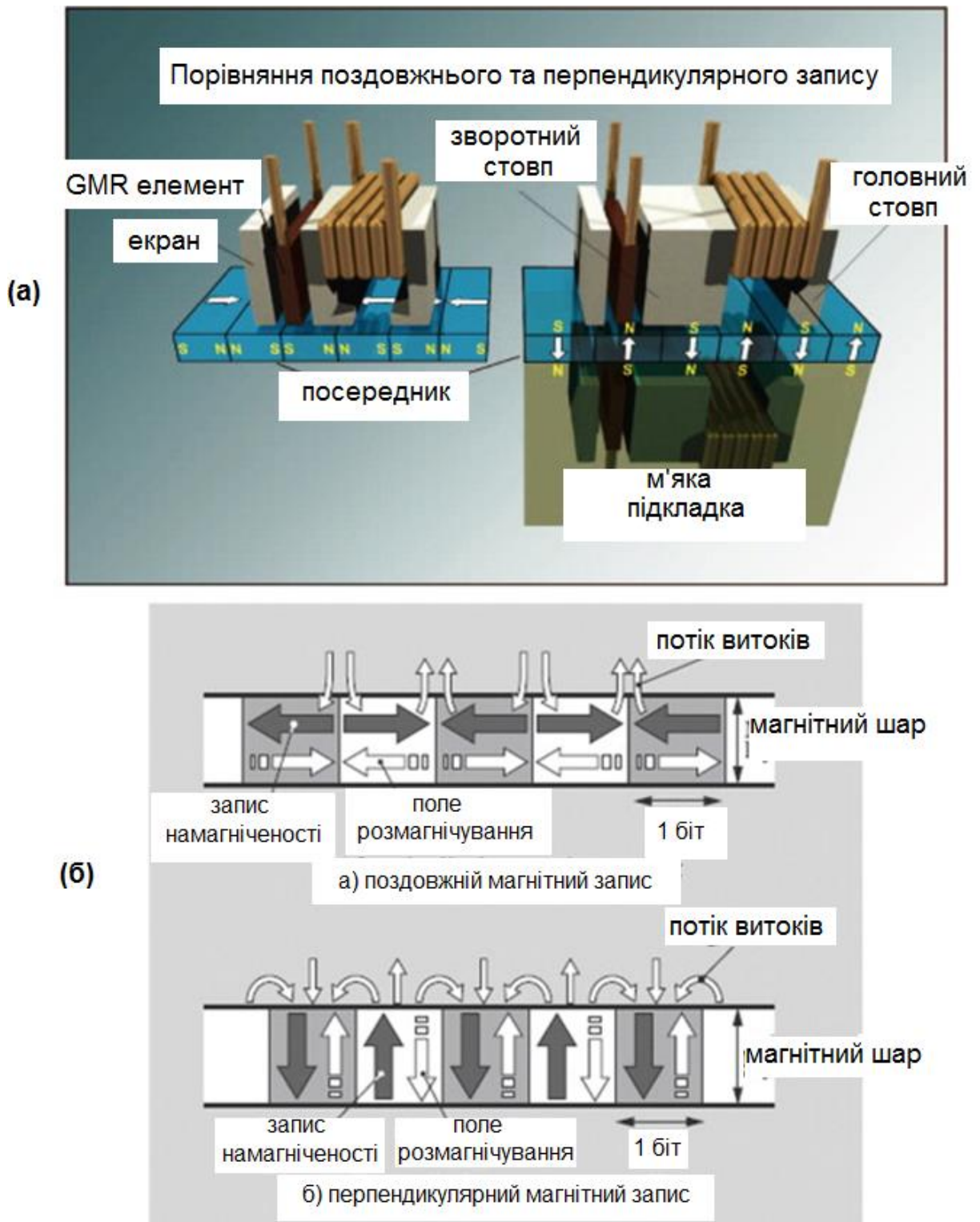


Рис. 2.2 – (а) Схематичне зображення двох моделей запису, поздовжнього запису (зліва) та перпендикулярного запису (праворуч) та (б) відповідних носіїв у поздовжньому та перпендикулярному стані запису [13].

2.2. Перпендикулярний запис (perpendicular recording)

Після більш ніж 30 років досліджень накопичувачі на жорстких дисках із використанням перпендикулярного запису нарешті є у продажу. Огляд [15] стосується базової фізики перпендикулярного запису з особливим акцентом на процес зчитування та запису та магнітні аспекти запису на носій. У статті також розглядаються різні технічні труднощі, які перешкоджали застосуванню перпендикулярного запису раніше. Робота закінчується коротким оглядом альтернативних технологій, які дозволяють збільшити щільність зберігання.

Тобто особливе значення в еволюції у бік вищих ареальних щільностей має перехід від поздовжнього до перпендикулярного магнітного запису (ПМР) [16], де на відміну від поздовжнього магнітного запису (ЛМР) орієнтація бітового намагнічування поза площиною перпендикулярна до поверхні диска. Однією з фундаментальних переваг ПМР є те, що він дозволяє досягти вищих магнітних полів запису порівняно з ЛМР, а отже, використовувати матеріали з вищою магнітною анізотропією. Можливість використання матеріалів із високою анізотропією має надзвичайно важливе значення для підтримання стійкості магнітних бітів до суперпарамагнітних ефектів, що в кінцевому підсумку може призвести до перекидання бітового намагнічування через теплові коливання і, отже, до втрати інформації. З цієї причини перехід до ПМР супроводжувався зміною вибору матеріалів для магнітного носія запису, який еволюціонував із традиційних записуючих матеріалів, таких як FePd, MnAl або CoCrPt до матеріалів з високою магнітокристалічною анізотропією, таких як FePt, CoPt або SmCo₅ [16].

Розроблено [17] магнітну головку, структуровану з основним магнітним полюсом, виготовленим з тонкої намагніченої плівки, розміщеної на стороні магнітного шару стрічки. З іншого боку знаходиться допоміжний магнітний полюс, виготовлений з товстого магнітного матеріалу з котушкою (рис. 2.3, а). Коли електричний струм проходить в дротяній котушці, намотаній на допоміжний полюс, генерується магнітний потік, який притягується до

головного полюса і фокусується розподіл сильного поля навпроти головного полюсу (магнітне поле подається перпендикулярно до поверхні стрічки). На рис. 2.3, б зображена фактично виготовлена перпендикулярна головка: ліворуч - допоміжний стовп із м'якого магнітного фериту з намотаною на кінчику дротяною котушкою; справа - це основний полюс, виготовлений із тонкої плівки заліза та нікелю (товщиною менше 1 мкм), оточеної немагнітним керамічним матеріалом. Стрічка призначена для переміщення через зазор, що розділяє полюси, шириною приблизно 100 мкм. Матеріал носія – тонка плівка зі сплаву Co та Cr.

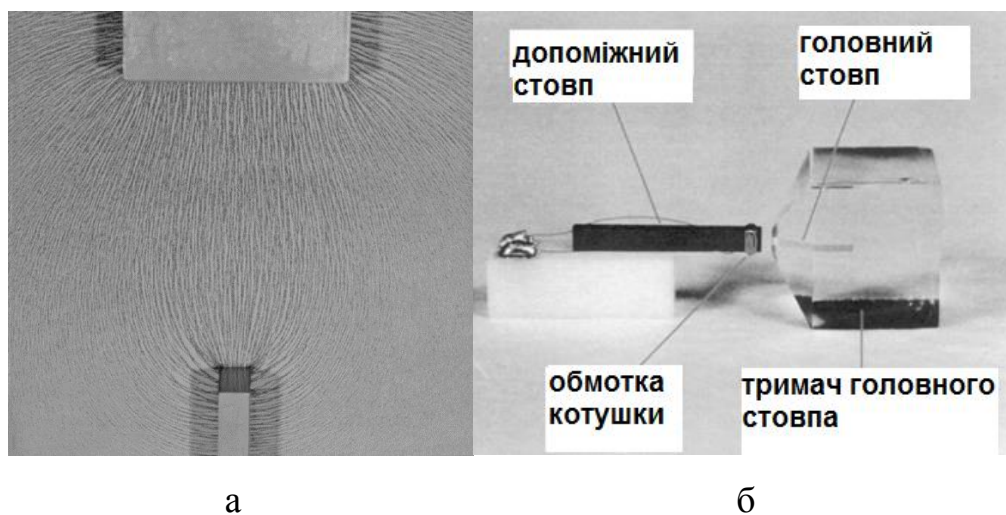


Рис. 2.3 – а) розподіл магнітного потоку перпендикулярної головки у збільшеному модельному експерименті; б) однополюсна головка з допоміжним полюсом [17]

З рис. 2.4 стає очевидним, що розмагнічування, спричинене випадковими тепловими коливаннями, дуже сильно пригнічується при перпендикулярному магнітному записі. Визнання саме цього факту дало сильний поштовх для відновлення розробок у сфері перпендикулярного запису [17]. Але досі актуальним лишається питання, наскільки технологія ПМР може збільшити ареальну площу, оскільки на сьогодні ставляться вимоги до діапазону ареальної площі більше 2 Тб/дюйм²) [18].

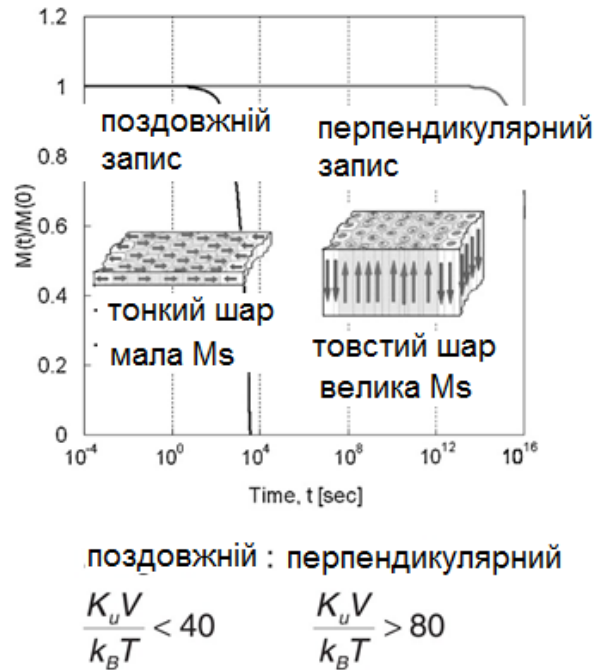


Рис. 2.4 – Стійкість бітів перпендикулярного запису при явищах спаду термічного намагнічування. (M_s – насичене намагнічування; K_u – енергія магнітної анізотропії; V – об’єм частинок; k_B – постійна Больцмана; T – абсолютна температура.) [17]

2.3. Термомагнітний запис (thermal assisted magnetic recording)

Концептуально найпростішим методом для розвороту намагніченості є використання зовнішнього магнітного поля, яке справляє момент на вектор намагнічування. Поєднання з джерелом тепла, яке наближає магнітне середовище до критичної температури, лежить в основі так званого термомагнітного запису (магнітний запис із тепловою підтримкою, HAMR) [19]. У процесі HAMR магнітне середовище нагрівається локально, як правило, джерелом лазера безперервної хвилі, щоб створити або стерти магнітний домен, який використовується як носій інформації. Процес магнітного запису контролюється місцевим температурним профілем, який знижує коерцитивність високоанізотропного магнітного середовища запису, а також

прикладеною напруженістю магнітного поля та напрямком, що кодує записані магнітні дані. В даний час, використовуючи методику HAMR на гранульованому носії запису на основі FePt, були досягнуті ареальної щільності понад 1 Тб/дюйм², та є перспективи щільності понад 10 Тб/дюйм² у середовищах з бітною структурою [20].

Проблеми, що впливають на магнітний запис надвисокої щільності, як показано на лівій стороні рис. 2.5, жорсткий диск записує дані за допомогою магнітної головки для намагнічування магнітних зерен на диску. Хоча більш високої щільності запису можна досягти за рахунок зменшення розміру магнітного зерна, що також спричиняє збільшення теплових коливань через зменшення теплової стабільності зі збільшенням розміру магнітного зерна. Для підтримки достатньої термічної стабільності необхідно збільшити магнітну енергію в магнітному зерні, що у свою чергу збільшує ускладнює магнітний реверс та знижує продуктивність запису даних. Як показано на правій стороні рис. 2.5, в HAMR область диска, де магнітна головка записує дані, миттєво нагрівається за допомогою лазера [21].

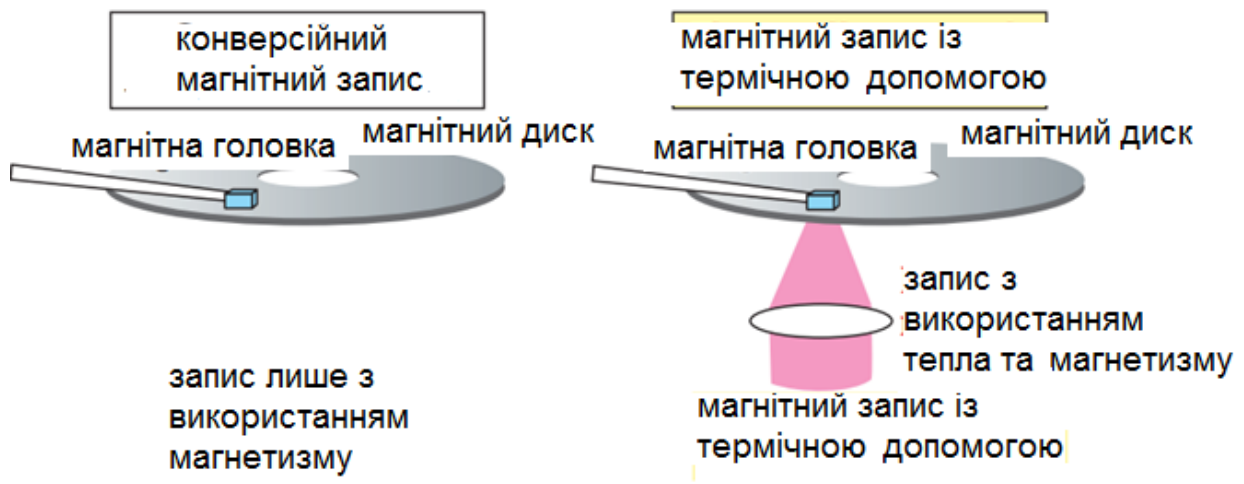


Рис. 2.5 – Принцип термічного контролю магнітного запису [21]

Технологію HAMR показано на рис. 2.6. Коли температура носія збільшується, H_c наночастинок зменшується, як показано на малюнку 2.6, в внаслідок зменшення K_u при високій температурі. Після запису шар запису охолоджується, так що K_u наночастинок відновлюється і зберігається термостабільність. Дизайн носіїв HAMR повинен включати попередні техніки носіїв та нові конструкції для лазера та тепла [22].

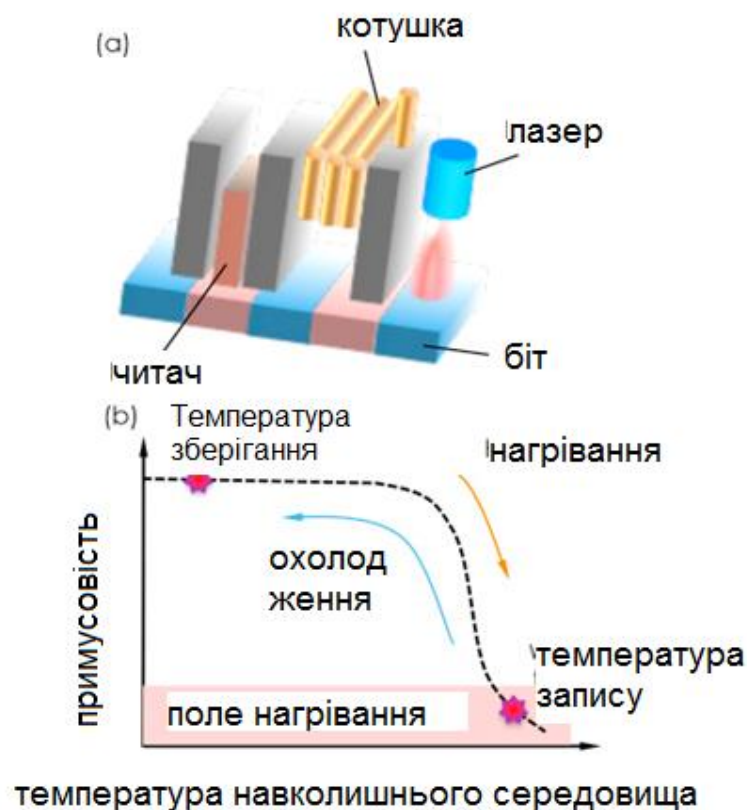


Рис. 2.6 – Принципова схема пристрою HAMR та процес запису [22]

Окрім ареальної щільності магнітного носія запису, ключовим параметром для комп'ютерної індустрії є швидкість передачі та обробки даних. Це може бути природно пов'язано зі швидкістю запису. Було використано феримагнітний $Gd_{23.1}Fe_{71.9}Co_{5.0}$ як носій запису та fs-лазерний імпульс як джерело тепла. Застосувавши зовнішнє магнітне поле (достатньої величини для насичення зразка) проти початкового напрямку намагнічування, вдалося

змінити намагніченість в межах 190 ± 40 пс. Подальші обчислювальні дослідження Ni та FePt виявили можливість ще більш швидкого переключення подій до 10 пс за рахунок використання досить високих магнітних полів, (1–10 Т) [22].

Для забезпечення нагрівання лазер фокусується за допомогою перетворювача ближнього поля (NFT) для локального нагрівання плями \sim (25 нм) на магнітному диску до температури Кюрі, яка становить $\sim 400^{\circ}\text{C}$ - 600°C . Нагрівання до високих температур є одним з недоліків HAMR-технології запису, тому що може призвести до випаровування або розкладання дискового мастила. Також структура NFT вразлива до деградації під час великої кількості циклів теплового навантаження. Для усунення недоліків можна використовувати захисне вуглецеве (графітоване або окислене) пальто, підвищити якість поверхні, наприклад, її шорсткість [23, 19]. Проаналізовано [24] різні плазмонічні режими в NFT на різних довжинах хвиль та досліджено кореляцію характеристик NFT з варіаціями в геометричному дизайні. Встановлено значне поліпшення показників при використанні довших хвиль (1550 нм порівняно з 800 нм), що може забезпечити більшу продуктивність пристроїв зберігання даних.

РОЗДІЛ 3. ОДНОДОМЕННІ ФЕРОМАГНІТНІ НАНОЧАСТИНКИ ЯК НОСІЇ ІНФОРМАЦІЇ

3.1. Біт-структуровані матеріали (bit-patterned media)

Постійне збільшення ареальної щільності жорстких дисків буде обмежуватися перехідними шумами та суперпарамагнітним ефектом. Шум переходу виникає через випадкові зигзагоподібні стінки доменів між бітами в гранульованому середовищі. Це не є бажаними, оскільки збережені дані на жорстких дисках можуть бути втрачені за короткий проміжок часу. Для вирішення проблеми технологія біт-структурованих носіїв (БСН) розглядається як одна з найбільш перспективних для забезпечення щільності запису понад 1 Тб/дюйм² [25] і обходить багато проблем, пов'язаних з поширенням звичайних гранульованих носіїв інформації. Замість того, щоб записати біт на ансамблі випадкових зерен, БСН складається з добре впорядкованого масиву ізольованих магнітних острівців з літографічним малюнком, кожен з яких зберігає один біт. Це може допомогти усунути перехідний шум між бітами. Виробництво БСН розглядається як найбільший виклик для його комерціалізації.

Робота [26] описує спосіб виготовлення біт-структурованих середовищ із контрольованою структурою матеріалу просто методом самозбірки. Виготовлений 2D-магнітний мезокристал з монодисперсними нанокристаллами CoFe_2O_4 (CFO) завдяки поєднанню росту шару нанонанесення та методу самозбірки оксидів. Монодисперсні наномагніти CFO виступають із поверхні підкладки з ідеальними кристалічними гранями, специфічною кристалографічною орієнтацією, і повністю розслаблені. Нанонасінневий шар готують на основі анізотропія різної поверхневої енергії перовскітів та шпінелів. Систематичні магнітні характеристики розкривають нову нахилену магнітну анізотропію та перемикають в однодоменний стан.

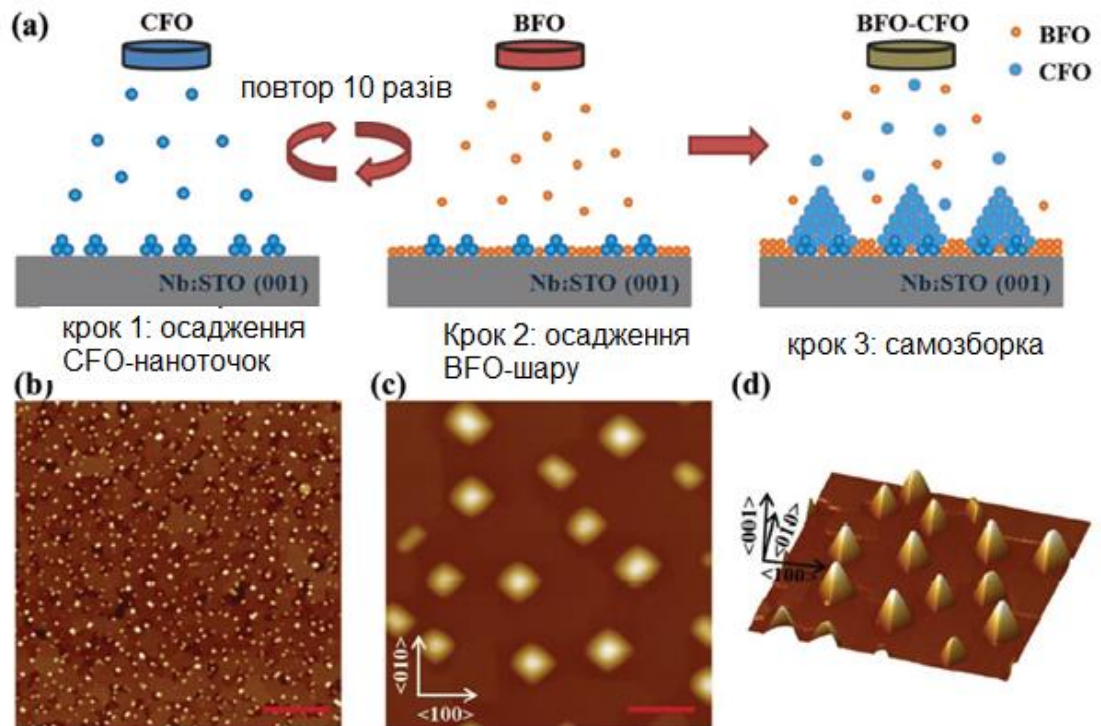


Рис. 3.1 – Процес виготовлення мезокристалів CFO. а) Схематична блок-схема виготовлення мезокристалів CFO. б) Топографічне зображення шару нанонанесення CFO. с, d) Топографічне зображення вирощеного мезокристала у 2D та 3D вигляді. Крок шкали в (b) і (c) становить 200 нм [26]

Автори роботи [27] описали метод виготовлення БСН на основі сплавів CoCrPt із щільністю до $1,6 \text{ Тд/дюйм}^2$ (терадат / дюйм²). Запропонований у роботі підхід створює БСН з прямокутними біт-комірками, що є вигідним для інтеграції БСН з існуючою технологією жорстких дисків. Переваги прямокутних бітів аналізуються з теоретичної та модельної точки зору, а вимоги до системної інтеграції, такі як надання серво-шаблонів, реалізація синхронізації запису та забезпечення стабільного інтерфейсу диску, розглядаються в контексті експериментальних результатів. Обговорюється оптимізація матеріалів з магнітних сплавів для теплової стабільності, можливості запису та щільного розподілу поля перемикавання, а також представлений новий метод вирощування острівців БСН із спеціально структурованого підслою («темпларний ріст»). Результати запису при $1,6$

Тд/дюйм² (приблизно еквівалентно 1,3 Тб/дюйм²) демонструють похибку $<10^{-2}$, що відповідає вимогам до системи запису сучасних жорстких дисків.

Унікальні властивості тонких магнітних плівок частково виникають внаслідок їх загальної форми, причому перпендикулярна координата (напрямок z) набагато менший за бічні (координати x - y) координати (рис. 3.2). Можливість осадження матеріалу з контролем над окремими атомними шарами дозволяє створювати штучно шаруватий матеріал із властивостями, яких немає в природі. Одним з прототипів структур цього класу були два феромагнітні шари, розділені немагнітним розпірним шаром, таким чином, що між двома феромагнітними шарами існує антиферомагнітний зв'язок [2].

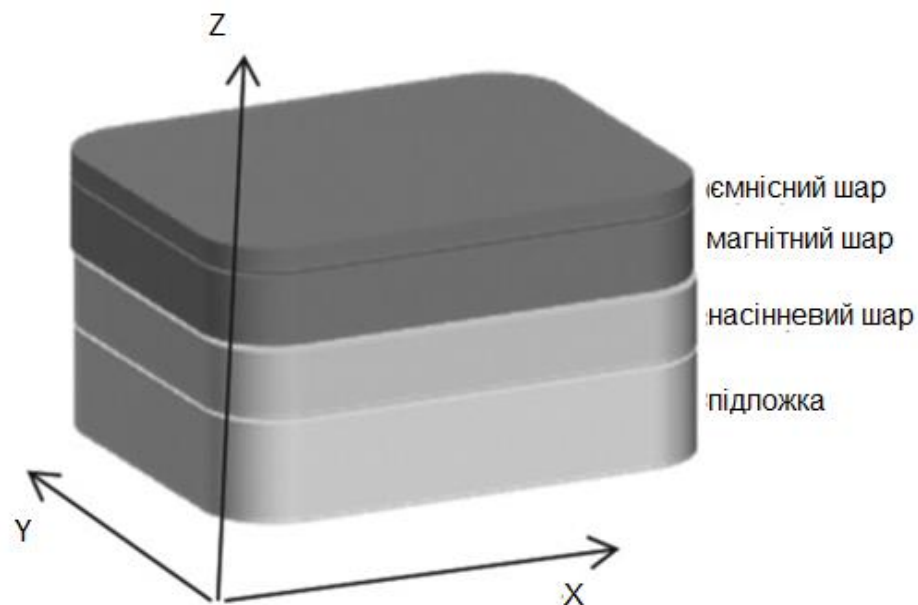


Рис. 3.2 – Загальна структура тонкої магнітної плівки разом із нормальною системою координат [2]

Суттєвими прикладами цього є тришари Fe/Cr або Co/Cu, і саме це явище призвело до відкриття гігантського магнітоопору (GMR), за який Ферт і Грюнберг були нагороджені Нобелівською премією з фізики в 2007 році. Контроль магнітної структури є лише однією особливістю атомного контролю осаджених шарів. Не менш важливим є контроль насінневих шарів, на які

осідає магнітна плівка. Ці шари відіграють дві найважливіші ролі: контроль кристалографічної текстури шляхом встановлення відповідної сітки решітки, на яку осідає магнітна плівка, та встановлення розміру зерен та розподілу розміру зерен [2].

Однак БСН теж не без проблем. Виготовлення 10-нм наноструктур на великій площі при високій пропускній здатності з більш дешевими підложками є величезною проблемою для виробництва. Крім того, проблемними є запис та синхронізація острівців з малюнком. Однією з фундаментальних проблем, пов'язаних з БСН, є зміна власних магнітних властивостей між елементами, що призводить до розширення розподілу поля комутації (SFD) [28, 29, 30].

3.2. Біт-структурований магнітний запис (bit-patterned magnetic recording)

Автори [3] дослідили ареальну щільність біт-структурованих середовищ та обчислили частоту помилок біту в процесі запису (поперечний та звичайний) для різних інтервалів зерен, позицій головки запису та температури запису. Оптимізована ареальна щільність отримана у дослідженні [31] становить понад 10 Тб/дюйм². Модель заснована на рівнянні Ландау-Ліфшиця-Блоха і використовує тверді магнітні зерна для запису діаметром 5 нм і висотою 10 нм. Він передбачає реалістичний розподіл температури Кюрі основного матеріалу, розміру зерна, а також зерна та положення головки.

Змодельовано магнітний запис за допомогою тепла на біт-структурований носій з двома магнітними структурами [32]. У цій роботі передбачалося БСН з циліндричними точками діаметром 6 нм, розташованими з інтервалом 10 нм вздовж осі вниз. Якщо магнітні структури мають різні температури Кюрі, два біти інформації можуть зберігатися в кожній точці, записуючи при високих і низьких температурах. Розраховано можливість ареальної щільності подвійної структури середовища, яка перевищує 7 Тб/дюйм², навіть з урахуванням розподілу положення точки та магнітостатичних полів від навколишніх точок.

ВИСНОВКИ

1. Розглянуто основні фізичні властивості феромагнітних матеріалів, які використовуються для запису інформації. Серед них температурна залежність спонтанної намагніченості, умови існування доменної структури та однодоменого стану, явище магнітного гістерезису, а також особливості дисипативної динаміки намагніченості однодомених наночастинок.

2. Проаналізовано фізичні принципи та методи реалізації поздовжнього магнітного запису інформації, коли магнітні домени, яким відповідає відсутність або наявність інформації, намагнічені в площині носія інформації назустріч один одному. Максимальна щільність запису інформації таким методом (зараз він вже не використовується) досягає 200 Гб/дюйм².

3. Проведено порівняльний аналіз поздовжнього методу запису інформації з сучасним перпендикулярним, в якому відповідні домени намагнічені перпендикулярно площині носія інформації. При використанні термо-стимульованого запису, коли область перемагнічування швидко нагрівається шляхом лазерного опромінювання, очікувана щільність запису інформації перпендикулярним методом складає близько 1 Тб/дюйм².

4. Використовуючи літературні дані, проаналізовано перспективний метод запису інформації в біт-структурованих матеріалах, що являють собою впорядкований масив однодомених феромагнітних наночастинок, сконденсованих на поверхні кристалу шляхом самозбірки. Оскільки в кожній частинці зберігається 1 біт, щільність запису інформації цим методом може досягати 10 Тб/дюйм².

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Поплавко Ю. М. Магнетики в електроніці : навч. посіб. / Ю. М. Поплавко, О. В. Борисов, І. П. Голубєва, Ю. В. Діденко ; за заг. ред. акад. НАН України Ю. І. Якименка. – К.: НТУУ «КПІ», 2014. – 366 с.
2. Thomson T. Magnetic properties of metallic thin films // *Metallic Films for Electronic, Optical and Magnetic Applications*. – 2014. – P. 454-546. <https://doi.org/10.1533/9780857096296.2.454>
3. Palagummi S., Yuan F.-G. Magnetic levitation and its application for low frequency vibration energy // *Structural Health Monitoring (SHM) in Aerospace Structures*. – 2016. – P. 213-251. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-100148-6.00008-1>
4. Чеченин Н. Г. Введение в физику твердого тела. Курс лекций. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/solidst/index.html#%D1%81>
5. Mørup S., Hansen M. F., Frandsen C. Magnetic Nanoparticles // *Comprehensive Nanoscience and Nanotechnology (Second Edition)*. – 2019. – V. 1. – P. 89-140. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-803581-8.11338-4>
6. John X.J., Zhang K. H. Nanomaterials for molecular sensing // *Molecular Sensors and Nanodevices (Second Edition). Principles, Designs and Applications in Biomedical Engineering. Micro and Nano Technologies*. – 2019. – P. 413-487. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-814862-4.00007-7>
7. Bar'yakhtar V. G., Ivanov B. A. The Landau-Lifshitz equation: 80 years of history, advances, and prospects // *Low Temperature Physics*. – 2015. – V. 41(9). – P. 855-863. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4931649>
8. Gric T., Ortwin Hess. Electromagnetics of Metamaterials // *Phenomena of Optical Metamaterials. Micro and Nano Technologies*, 2019. – P. 41-73. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-813896-0.00002-X>
9. Bertotti G., Mayergoyz I. D., Serpico C. Precessional Magnetization Dynamics // *Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems. Elsevier Series in*

Electromagnetism, 2009. – P. 57-89. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-044316-4.00006-2>

10. Lakshmanan M. The fascinating world of the Landau–Lifshitz–Gilbert equation: an overview // *Phil. Trans. R. Soc. A.* – 2011. –V. 369. – P. 1280–1300. <https://doi.org/10.1098/rsta.2010.0319>

11. Heidmann J., Taratorin A.M. Magnetic Recording Heads // *Handbook of Magnetic Materials.* –2011. – V. 19. – P. 1-105. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53780-5.00001-6>

12. Handley R.C.O'. Magnetic Materials // *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*, 2003. – P. 919-944. <https://doi.org/10.1016/B0-12-227410-5/00393-8>

13. Jaydeep S. Sputtering Targets and Sputtered Films for the Microelectronic Industry // *Sputtering Materials for VLSI and Thin Film Devices.* – 2014. – P. 1-92. <https://doi.org/10.1016/B978-0-8155-1593-7.00001-1>

14. Lisovskii F. V., Mansvetova E. G. Decoding of digital magnetic recording with longitudinal magnetization of a tape from a magneto-optical image of stray fields // *Tech. Phys. Lett.* – 2017. – V. 43. –P. 431–434. <https://doi.org/10.1134/S1063785017050066>

15. Richter H. J. The transition from longitudinal to perpendicular recording // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2007. – V. 40. – P.149. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/9/R01>

16. Radu F., Sánchez-Barriga J. Ferrimagnetic Heterostructures for Applications in Magnetic Recording // *Novel Magnetic Nanostructures. Unique Properties and Applications. Advanced Nanomaterials.* – 2018. – P. 267-331. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-813594-5.00009-6>

17. Shunichi I. Perpendicular magnetic recording. Its development and realization // *Proc. Jpn. Acad. Ser. B. Phys. Biol. Sci.* – 2009. – V.85, №2. – P. 37–54. <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3524294/>

18. Piramanayagam S.N., Ranjbar M., Tan E.L., Tan H.K., Sbiaa R. Enhanced resolution in magnetic force microscopy using tips with perpendicular magnetic

anisotropy // J. Appl. Phys. – 2011. – V. 109, №7. – P. 07E326.
<https://doi.org/10.1063/1.3551733>

19. Matsumoto K., Inomata A., Hasegawa S. Thermally Assisted Magnetic Recording // FUJITSU Sci. Tech. J. – 2006. – V. 42, №1. – P.158-167.
<https://www.fujitsu.com/global/documents/about/resources/publications/fstj/archives/vol42-1/paper18.pdf>

20. Carva K., Baláž P., Radu I. Laser-Induced Ultrafast Magnetic Phenomena // Handbook of Magnetic Materials. 2017. – V. 26. – P. 291-463.
<https://doi.org/10.1016/bs.hmm.2017.09.003>

21. Hirotaka S., Osaka S. Thermally Assisted Magnetic Recording // Broadcast Technology. – 2010. –
 V. 40. <https://www.nhk.or.jp/strl/publica/bt/bt40/pdf/ch0040.pdf>

22. Hsiao S.-N. FePt Thin Films: Fundamentals and Applications // Reference Module in Materials Science and Materials Engineering. – 2016.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-803581-8.02678-3>

23. Shaomin X. Head-disk Interface Study for Heat Assisted Magnetic Recording (HAMR) and Plasmonic Nanolithography for Patterned Media, 2015.
<https://escholarship.org/uc/item/0g8197fc>

24. Datta A., Xu X. Infrared Near-Field Transducer for Heat-Assisted Magnetic Recording // IEEE transactions on magnetics. – 2017. – V. 53, № 12.
<https://engineering.purdue.edu/NanoLab/PDF/2017%20Infrared%20near-field%20transducer%20for%20heat%20assisted%20magnetic%20recording.pdf>

25. Ranjbar M. Challenges in Bit Patterned Media // J. Electron. Embed. Engg. – 2016. – V. 1(1). – P. 001-002.
<https://juniperpublishers.com/jeee/pdf/JEEE.MS.ID.555552.pdf>

26. Guo Sh., Xu F., Wang B., Wang N., Yang H., Dhanapal P., Xue F., Wang J., Li R.-W. 2D-Magnetic Mesocrystals for Bit Patterned Media // Adv. Mater. Interfaces. – 2018. – P. 1-7. DOI:10.1002/admi.201800997

27. Thomas R. et al. Bit Patterned Magnetic Recording: Theory, Media Fabrication, and Recording Performance // IEEE Transactions on Magnetics. – 2015. – V. 51(5). – P. 0800342-86. DOI: [10.1109/TMAG.2015.2397880](https://doi.org/10.1109/TMAG.2015.2397880)
28. Wei Y., Svedlindh P., Kostylev M., Ranjbar M., Dumas R. K. Measuring acoustic mode resonance alone as a sensitive technique to extract antiferromagnetic coupling strength // Phys. Rev. B. – 2015. – V. 92(6). – P. 064418. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.064418>
29. Sbiaa R., Al-Omari I.A., Kharel P.R., Ranjbar M., Sellmyer D. J. Temperature effect on exchange coupling and magnetization reversal in antiferromagnetically coupled (Co/Pd) multilayers // J. Appl. Phys. – 2015. – V. 118(6). – P. 063902. <https://doi.org/10.1063/1.4928318>
30. Yin Yu., Pan F., Ahlberg M., Ranjbar M., Dürrenfeld Ph. Tunable permalloy-based films for magnonic devices // Phys Rev B. – 2015. – V. 92(2). – P. 024427. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.024427>
31. Vogler C., Abert C., Bruckner F., Suess D., Praetorius D. Heat-assisted magnetic recording of bit-patterned media beyond 10 Tb/in² // App. Phys. lett. – 2016. – V. 108. – P. 102406-102410. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4943629>
32. Yamane H., Greaves S. J., Tanaka Y. Heat-Assisted Magnetic Recording on Dual Structure Bit Patterned Media // IEEE Transactions on Magnetics. – 2020. – V. 99. – P.1-6. DOI: [10.1109/TMAG.2020.3020088](https://doi.org/10.1109/TMAG.2020.3020088)