

Лекція №7-8

Тема: Наноструктурні феромагнетики

ПЛАН ЛЕКЦІЇ

1. Магнетизм.
2. Магнітом'які наноматеріали.
3. Магнітотверді наноматеріали.
4. Наномагнітні плівки для пристроїв пам'яті ЕОМ.
5. Гігантський і колосальний магнітоопір.
6. Тунельний магнітоопір та інжекція носіїв заряду з поляризованим спіном.
7. Магнітні напівпровідники і діелектрики.

Рекомендована література

1. Поплавко Ю.М. Нанофізика, наноматеріали, наноелектроніка : навчальний посібник / Ю.М. Поплавко, О.В. Борисов, Ю.І. Якименко. – К. : НТУУ «КПІ», 2012. – 300 с.
2. Проценко І.Ю. Основи матеріалознавства наноелектроніки : навчальний посібник / І.Ю. Проценко, Н.І. Шумакова. – Суми : Видавництво СумДУ, 2004. – 108 с.
3. Назаров О.М. Наноструктури і нанотехнології / О.М. Назаров, М.М. Нищенко. – Київ : НАУ, 2012. – 248 с.

Наноструктурні феромагнетики

Магнітні матеріали здавна широко застосовують в електротехніці й електроніці, а в останні роки вони набувають дедалі більшої значущості в інформаційних технологіях. Магнетики є основними матеріалами магнітоакустики, техніки НВЧ, магнітооптики й магнітоелектроніки (спінтроніки). Наноструктурування об'ємних магнітних матеріалів дозволяє в широких межах керувати їх характеристиками. Нанотехнології можуть застосовуватися передусім для створення матеріалів із заданим видом кривої намагнічування – як для рекордно магнітом'яких матеріалів, так і для надзвичайно магнітотвердих матеріалів.

1. Магнетизм

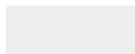
Поряд з електрикою магнетизм – це один із проявів електромагнітної взаємодії. Виявляється ця взаємодія в тому, що електричні заряди взаємодіють один з одним *на відстані* за допомогою магнітного поля. Якщо джерелами електричного поля є *індивідуальні електричні заряди* (електрони або протони), то мікроскопічними джерелами магнітного поля є *орбітальні й спінові магнітні моменти* елементарних частинок,

атомів і молекул, а в макроскопічному масштабі магнітне поле створюється електричним током або постійними магнітами.

Усі речовини тією чи іншою мірою реагують на зовнішні магнітні поля, тобто мають визначену магнітну сприйнятливість. Однак зазвичай лише ті речовини називають **магнетиками**, у яких хоча б частина атомів без прикладання зовнішнього магнітного поля має неспарені електронні спіни. Виникнення спонтанних спінових магнітних моментів у деяких атомах або іонах зумовлюється наявністю в них частково заповнених d - або f -оболонки атомів. Цей спонтанний магнітний момент атомів зберігається й у кристалах, якщо радіус $3d$ - або $4f$ -орбіталей значно менший від сталої кристалічної ґратки.

У **кристалах** магнітний момент атома може істотно відрізнитися від магнітного моменту такого самого атома у вільному стані через спин-спінові або орбіталь-орбітальні взаємодії. Ці розбіжності особливо великі для атомів третьої групи (групи заліза), у яких $3d$ -електронна оболонка має більший радіус. Однак у кристалах рідкісноземельних елементів магнітний момент атомів визначається моментом сильно локалізованих $4f$ -електронів, тому він приблизно дорівнює магнітному моменту вільного атома рідкісноземельних елементів. Взаємодія магнітних електронних оболонок з їх оточенням у кристалі не тільки впливає на значення атомного магнітного моменту, але й викликає обмінні зв'язки між усіма магнітними атомами кристала.

Значення енергії магнітних взаємодій між атомами в кристалах можна оцінити за точкою Кюрі для феромагнетиків або за точкою Нееля для антиферомагнетиків, коли магнітний порядок руйнується і кристал набуває неупорядкованого парамагнітного стану. Температури Кюрі та Нееля зазвичай не перевищують 1000 К, і тому в більшості випадків магнітні взаємодії набагато слабші за електричні взаємодії у кристалах, які у вільних атомах можна приблизно оцінити за кулонівською або обмінною енергією електронів, а в кристалах – за температурою їх плавлення.



За характером взаємодії з магнітним полем і внутрішньою магнітною структурою речовини поділяються на кілька типів.

I. Магнітно-невпорядковані речовини:

– ***діамагнетики***, магнітно-невпорядковані речовини, молекули яких не мають власного магнітного моменту, а магнітне поведіння матеріалу визначається законом електромагнітної індукції Фарадея, відповідно до якого молекулярні струми в речовині змінюються таким чином, щоб частково компенсувати зміну магнітного потоку через речовину;

– ***парамагнетики***, що мають власний ненульовий магнітний момент молекул, які орієнтуються уздовж прикладеного ззовні магнітного поля.

II. Речовини з далеким магнітним порядком («магнетики») різного характеру впорядкування:

– ***ферромагнетики***, у яких за рахунок обмінної взаємодії енергетично вигідною виявляється рівнобіжна орієнтація магнітних моментів атомів або молекул у макроскопічних ділянках матеріалу (доменах); ферромагнетики зазвичай *добрі провідники струму*;

– ***антиферромагнетики***, у яких обмінна взаємодія така, що в кристалі формуються дві або більше антипаралельно орієнтованих підґраток, магнітні моменти яких у сумі становлять нульову намагніченість; антиферромагнетики мають *високу резистивність*;

– ***феримагнетики (ферити)***, які на відміну від антиферромагнетиків не досягають повної компенсації магнітних моментів кристалічних підґраток, тому матеріал у цілому має ненульову спонтанну намагніченість; у феритах сполучаються властивості *високого електроопору та великої магнітної активності*.

III. Речовини з близьким магнітним порядком різного типу (наномагнетизм):

- спінові стекла;
- суперпарамагнітні ансамблі частинок;
- молекулярні магніти й кластери.

2. Магнітом'які наноматеріали

Зміна орієнтації магнітних ділянок під дією прикладеного ззовні магнітного поля може відбуватися як у дуже сильних полях (магнітна твердість), так і у вкрай слабких полях (магнітна м'якість). Наприклад, досить **магнітом'якими** є стрічки аморфного сплаву зі складом $\text{Fe}_{70}\text{Si}_{13}\text{Nb}_3\text{Cu}_9$, створені методом швидкого охолодження розплаву, що розливається на обертовий холодний мідний барабан. Після термічного оброблення такий сплав складається з частинок розміром 10 нм. За великої індукції насичення (1,2 Тл) коерцитивна сила такого сплаву дуже мала (0,5 А/м).

В об'ємних феромагнетиках спостерігається магнітний гістерезис (рис. 2.44, а), зумовлений орієнтацією безлічі різних магнітних ділянок – доменів. Під час експериментального дослідження одного з магнітом'яких матеріалів (нанорозмірного порошку сплаву $\text{Fe}_{70}\text{Ni}_{10}\text{Co}_2$ з розміром зерен 10–15 нм) звичайного гістерезису намагнічування не спостерігається (рис. 2.44, б), оскільки в кожному нанорозмірному зерні є тільки один домен.

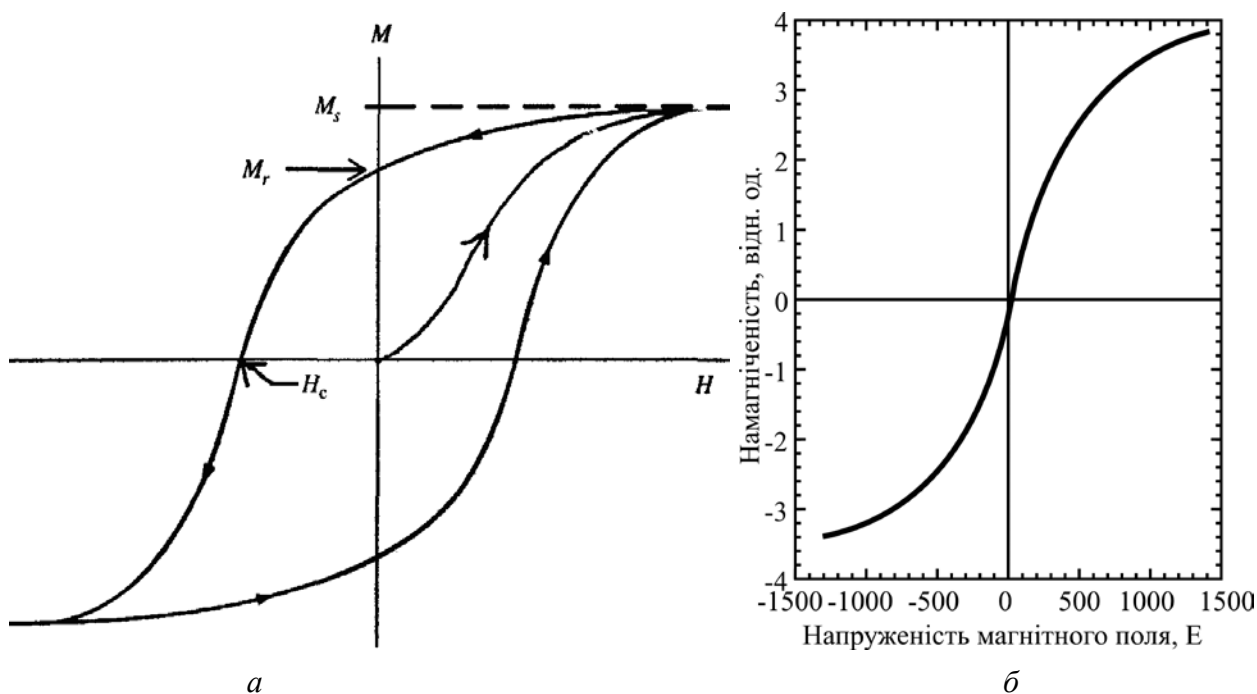


Рис. 2.44. Типовий магнітний гістерезис: а – M – намагніченість; H_c – коерцитивне поле; б – безгістерезисна крива намагнічування наноматеріалу Ni–Fe–Co

Магнітні матеріали, у яких немає гістерезису, називають **суперпарамагнетиками**. Зміст цієї назви полягає в тому, що нижче від температури Кюрі й у широкому інтервалі температур вони залишаються немовби в парамагнітній фазі.

У феромагнетику або фериті спонтанна намагніченість, що виникає нижче від температури Кюрі, примусово утримує спіни електронів в орієнтованому стані, і для зміни їх напрямку потрібно переборювати коерцитивне поле (H_c на рис. 2.44, а). За цих умов виникає досить велика енергія анізотропії, що у різних феромагнетиках змушує магнітні моменти вибирати ті або інші сприятливі для них напрямки. Однак у наночастинках через часткове порушення структурних зв'язків атомів енергії анізотропії майже немає, тому й напрямки орієнтації спінів електронів стають немовби «байдужими». Це пояснює той факт, що під час перемагнічування гістерезису не спостерігається.

Магнітом'якість стає тим виразнішою, чим менші частинки (рис. 2.45, а).

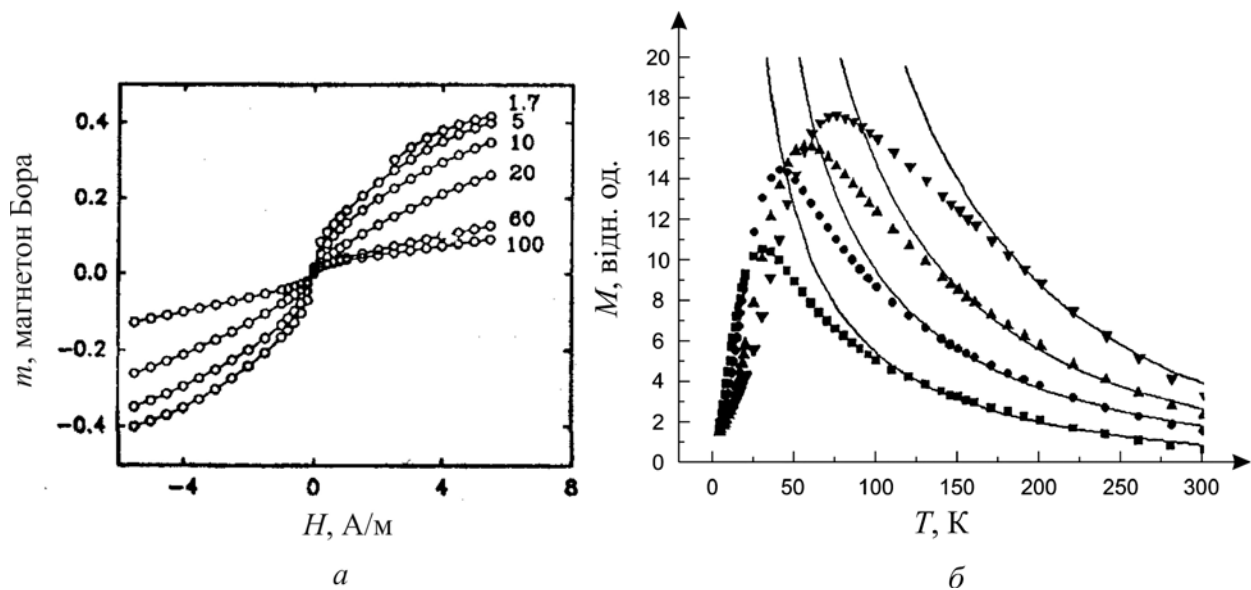


Рис. 2.45. Залежність магнітного моменту наночастинок кобальту від напруженості магнітного поля H для частинок розмірами 1,7–100 нм (а) і температурна залежність намагніченості (б)

Однак, на відміну від звичайних парамагнетиків, у яких за як завгодно низьких температур виконується закон Кюрі, для суперпарамагнетиків існує деяка обмежувальна температура, нижче за яку можливості м'якого, безкоерцитивного орієнтування магнітних моментів припиняються

(рис. 2.45, б). Причиною такого обмеження є те, що орієнтація магнітних моментів підтримується тепловим хаотичним рухом у кристалах, який за низької температури виявляється недостатнім. Значення температури, що блокує цей рух, залежить від розміру наночастинок (рис. 2.45, б).

3. Магнітотверді наноматеріали

Нанотехнології дозволяють керувати значенням коерцитивного поля і досягати великого його значення. За традиційною рецептурою сильні постійні магніти виготовляють зі сплавів неодиму, заліза й бору. У разі великої залишкової індукції (до 1,3 Тл) їх коерцитивна сила досягає 10^6 А/м, тобто стає більш ніж у мільйон разів вищою порівняно з магнітом'якими сплавами. Нанотехнологія дозволяє значно поліпшити ці дані.

Результати дослідження впливу розміру наномасштабних зерен на властивості сплаву $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ подано на рис. 2.46, з якого видно, що для сполуки Nd–B–Fe залишкова намагніченість істотно зростає, якщо розмір зерна менший за 40 нм (у такому разі в три рази збільшується і коерцитивне поле).

Інший підхід до зміни параметрів кривої намагнічування цього матеріалу полягає у створенні наномасштабної суміші магнітотвердих частинок $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ і магнітом'якої α -фази заліза. Дослідження впливу магнітом'яких

частинок заліза, змішаних з магнітотвердою речовиною, підтверджують, що коерцитивне поле таким чином можна ще збільшити. Це відбувається внаслідок обмінної взаємодії між твердими і м'якими наночастинками, що

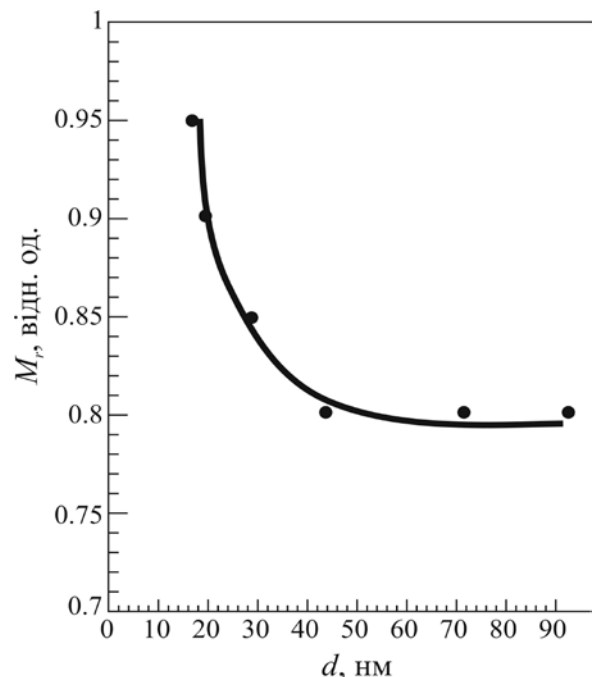


Рис. 2.46. Залежність відносної залишкової намагніченості M_r від розміру d частинок, що складають постійний магніт Nd–B–Fe

орієнтує вектори намагніченості частинок м'якої фази в напрямку намагніченості частинок твердої фази.

Таким чином, зменшуючи розмір наночастинок зернистого магнітного матеріалу, можна істотно поліпшити якість виготовлених з нього постійних магнітів.

4. Наномагнітні плівки для пристроїв пам'яті ЕОМ

Вивчення магнітних матеріалів, переважно плівок, виготовлених за нанотехнологіями, має на меті збільшити ємність магнітних нагромаджувачів інформації, таких, як жорсткі диски комп'ютерів. У механізмі зберігання інформації використано намагнічування у визначеному напрямку дуже малої ділянки магнітного носія, яка називається *бітом*. Для досягнення щільності збереження 10 Гбіт (10^{10} біт) на квадратний дюйм окремий біт має займати місце довжиною 70 нм і шириною 1 мкм. Товщина магнітної плівки в цьому випадку має складати близько 30 нм.

Магнітні пристрої збереження інформації, такі як жорсткі диски, ґрунтуються на застосуванні дрібних кристаликів зі сплаву хрому й кобальту. Одна з проблем, що виникають у разі розмірів біта, менших ніж 10 нм, є «самостирання» пам'яті через те, що вектор намагніченості в намагніченому мікрооб'ємі може змінити напрямок під дією теплових флуктуацій. Розв'язання цієї проблеми потребує використання нанорозмірних зерен з великими значеннями намагніченості насичення, що характеризуються більш сильною взаємодією між зернами. Наприклад, за допомогою нанотехнології були отримані магнітні нанозерна сполуки FePt з набагато більшим значенням намагніченості, ніж в аналогах. Частинки FePt утворювалися під час нагрівання розчину ацетилацетонату платини і карбонілу заліза з додаванням відновника. Після розпилення розчину на підкладку він випаровувався, залишаючи на ній пасивовані частинки. Тонка плівка, утворена в результаті цієї операції, складається з твердого вуглецевого шару, що містить частинки FePt розмірами близько 3 нм. Такий розмір магнітних наночастинок може забезпечити

щільність запису 150 Гбайт на квадратний дюйм, тобто в 10 разів більше, ніж у більшості існуючих носіїв інформації.

Коли розміри магнітних наночастинок стають надто малими, магнітні вектори атомів у зовнішньому магнітному полі орієнтуються однаково в межах зерна (див. рис. 1.13). Традиційно магнітні моменти створюють спільні доменні стінки – ділянки з різними напрямками намагніченості. Це зумовлено особливостями нанокластерів – зниженням концентрації дефектів структури всередині кластера (дефекти, які виникають під час технології, легко дифундують на поверхню).

У магнітних носіях зазвичай використовують витягнуті магнітні зерна. Динамічні властивості поведінки системи витягнутих нанорозмірних магнітних частинок описуються моделлю, у якій передбачається, що без магнітного поля еліпсоїдальні зерна мають тільки два можливі стійкі напрямки магнітного моменту: «угору» або «вниз» відносно довгої осі магнітної частинки, як показано на рис. 2.47. Залежність магнітної енергії від орієнтації вектора магнітного моменту являє собою симетричну потенціальну яму з двома мінімумами, розділеними потенціальним бар'єром. Під дією теплової флуктуації частинка може змінити орієнтацію магнітного вектора.

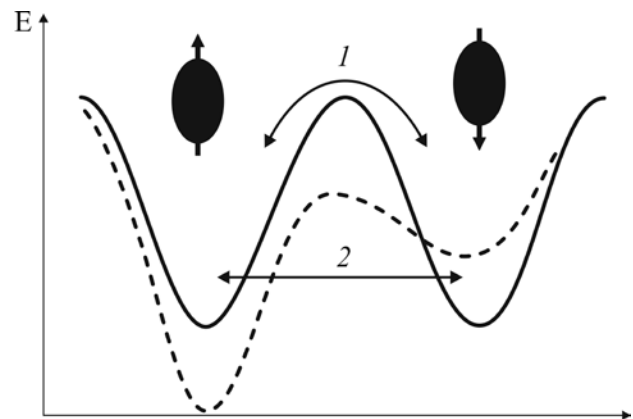


Рис. 2.47. Схема потенціалу подвійної ями; залежність енергії від орієнтації магнітного моменту без магнітного поля (суцільна лінія) і за його наявності (пунктирна лінія):

1 – термічний перехід, 2 – тунельний перехід

Частинка також може (але з набагато меншою імовірністю) змінити свою магнітну орієнтацію за допомогою квантовомеханічного тунелювання. Це може спостерігатися, коли теплова енергія $k_B T$ набагато менша від висоти бар'єра. Тунелювання – чисто квантовомеханічний ефект. Він пояснюється тим, що розв'язання хвильового рівняння цієї системи дає

невелику ймовірність зміни магнітного стану з напрямку «вгору» на напрямок «униз». У зовнішньому магнітному полі потенціал змінюється так, як це показано на рис. 2.47 пунктирною лінією, і в разі досягнення полем значення, що дорівнює коерцитивній силі, один з рівнів стає нестійким.

Наведена модель дає просте пояснення багатьох магнітних властивостей маленьких магнітних частинок, наприклад, форми петлі гістерезису. Однак така модель має обмеження. У ній переоцінено значення коерцитивного поля, оскільки можливий тільки один спосіб переорієнтації. Магнітна енергія частинок у моделі є функцією колективної орієнтації спінів магнітних атомів, що складають частинку, і зовнішнього магнітного поля. В моделі припускається найпростіша (лінійна) залежність магнітної енергії частинок від їх об'єму. Однак, коли розмір частинок наближається до 6 нм, більшість атомів нанокластера перебуває на поверхні. Це означає, що вони можуть мати такі магнітні властивості, які дуже відрізняються від параметрів великих частинок. Показано, що оброблення поверхні наночастинок магнітом'якого α -заліза довжиною 600 нм і шириною 100 нм різними хімічними речовинами змінює коерцитивну силу до 50 %, що свідчить про **важливу роль поверхні** нанорозмірних магнітних частинок у формуванні магнітних властивостей зерна. Таким чином, динамічне поведіння дуже малих магнітних частинок виявляється більш складним, ніж впливає з розглянутої моделі.

Магнітні частинки у нанопорах. Одним з напрямів досліджень у наномагнетизмі є створення матеріалів шляхом заповнення пористих субстанцій магнітними наночастинками. У природі існують матеріали з молекулярними порожнинами, заповненими нанорозмірними магнітними частинками. Наприклад, *феритин* – біологічна молекула, яка містить 25 % заліза й складається із симетричної білкової оболонки, порожньої сфери з внутрішнім діаметром 7,5 нм і зовнішнім діаметром 12,5 нм. Ця молекула в біологічних системах відіграє роль «сховища» заліза Fe^{3+} в організмі. Одна чверть заліза, що наявна в тілі людини, міститься в молекулах феритину, а 70 % – у гемоглобіні.

Порожнина феритину в нормальних умовах заповнена квазікристалічним оксидом заліза ($5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$). Оксид заліза з навколишнього розчину може потрапляти в порожнину молекули, у якій кількість атомів заліза може змінюватися від декількох одиниць до декількох тисяч. Магнітні властивості молекули залежать від кількості й типу частинок у порожнині. Вона може бути як феромагнітною, так і антиферомагнітною.

За дуже низьких температур у феритині спостерігається квантове тунелювання електронів. Тоді навіть у разі нульового постійного магнітного поля і температури 0,2 К магнітний момент когерентно тунелює між двома мінімумами енергії (див. рис. 2.47).

Ефект тунелювання характеризується резонансною лінією в частотній залежності магнітної сприйнятливості. Результати вимірювання резонансної частоти магнітної сприйнятливості залежно від кількості атомів заліза в кожній молекулі показано на рис. 2.48, б. Видно, що частота зменшується від $3 \cdot 10^8$ Гц для 800 атомів до 10^6 Гц для 4600 атомів у кластері. За наявності зовнішнього магнітного поля резонанс зникає, оскільки симетрія подвійної потенціальної ями (див. рис. 2.47) порушується.

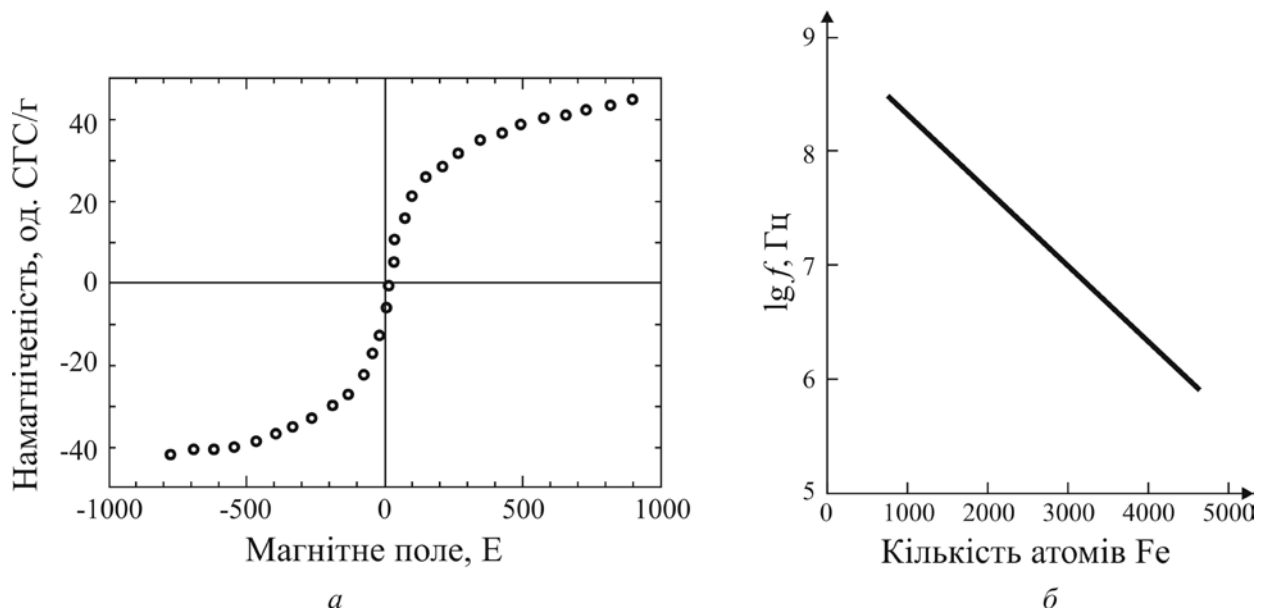


Рис. 2.48. Магнітні властивості феритину: а – крива намагнічування; б – залежність резонансної частоти від кількості атомів заліза в порожнині молекули

5. Гігантський і колосальний магнітоопір

Магнітоопором називають ефект, зумовлений зміною електричної провідності твердого тіла в разі поміщення його в магнітне поле. У металах і напівпровідниках це явище давно відоме і пояснюється тим, що електрони провідності в магнітному полі мають рухатися по спіральних траєкторіях. Тому ймовірність їх зіткнення з іонами кристалічної ґратки підвищується. У звичайних металах ефект магнітоопору невеликий – зміна опору відбувається лише до часток відсотка.

Ефект магнітоопору стає помітним лише у сильних магнітних полях і за низьких температур, коли траєкторія електрона істотно спотворюється *на довжині вільного пробігу* (середній відстані, на яку зміщується електрон у металі під дією електричного поля між двома зіткненнями з атомами кристалічної ґратки, з дефектами структури або з атомами домішки). Електричний опір виникає внаслідок розсіювання електронів під час таких зіткнень, оскільки напрямок їх руху після зіткнення змінюється.

У немагнітних провідниках, таких як мідь або золото, ефект магнітоопору дуже малий навіть у великих магнітних полях. Через потребу прикладення сильних полів і забезпечення низької температури магнітоопір у металах мало використовувався на практиці.

Однак у *феромагнітних матеріалах* магнітоопір досягає вже декількох відсотків. Річ у тім, що у феромагнетику без дії зовнішнього магнітного поля утворюються магнітні домени, всередині яких магнітні моменти однаково напрямлені. У разі прикладення магнітного поля, значення якого для кожного матеріалу індивідуальне, ці мікроскопічні магнітні домени об'єднуються, і весь зразок феромагнетику перетворюється в єдиний домен, тобто цілком намагнічується. У такому разі електроопір магнітних матеріалів залежить від кута між магнітним полем і струмом. Це явище назвали *анізотропним магнітоопором*. Незважаючи на порівняно невелику величину цього ефекту, його все ж використовують у приладах для вимірювання магнітних, електричних, механічних й інших

фізичних величин, у системах автоматизації і сигналізації, у засобах зберігання інформації.

Недавно ситуація кардинально змінилася через відкриття *гігантського магнітоопору* в матеріалах, штучно створених осадженням на підкладку прошарків феромагнітного й неферомагнітного металів нанометрової товщини. Схему цієї шаруватої структури і напрямки орієнтації вектора намагніченості феромагнітних прошарків показано на рис. 2.49, *а*.

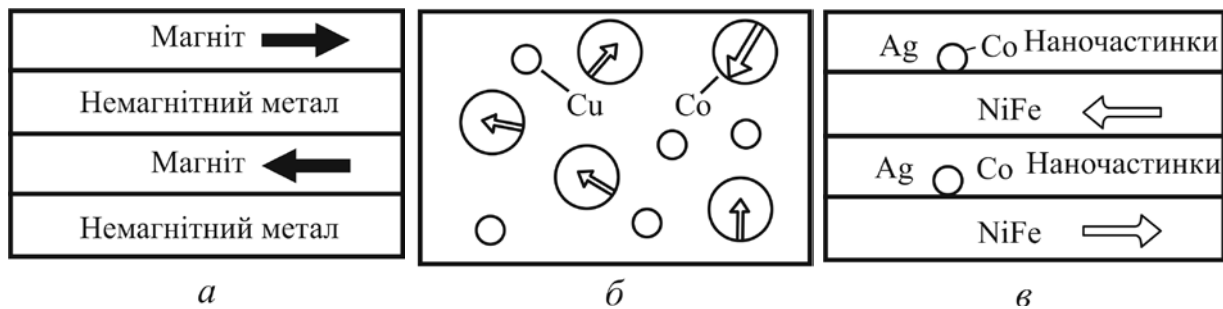


Рис. 2.49. Три структури, у яких спостерігається гігантський магнітоопір: *а* – прошарки немагнітного матеріалу з феромагнітними прошарками, що намагнічені в протилежних напрямках (напрямок намагніченості позначено стрілками); *б* – випадково орієнтовані феромагнітні наночастинки кобальту (великі кола) у немагнітній мідній матриці (маленькі кола); *в* – змішана система, що складається зі срібних прошарків з наночастинками кобальту і магнітних прошарків зі сплаву Ni–Fe і протилежними напрямками намагніченості, показаними стрілками

Ефект гігантського магнітоопору вперше спостерігався на плівках, у яких чергувалися прошарки заліза й хрому, але потім були виявлені й інші можливі комбінації прошарків, що складають плівку. Так, у шаруватих плівках, складених із прошарків кобальту й міді, магнітоопір набагато більший, ніж у Fe–Cr.

Найпростіший пристрій може складатися з двох паралельно розміщених феромагнітних прошарків (рис. 2.49, *а*). Електричний опір системи залежить від відносної орієнтації спінів у магнітних прошарках. Якщо у феромагнітних прошарках результуючі магнітні моменти напрямлені однаково, то пристрій має малий опір. Якщо ж магнітні моменти антипаралельні, то опір різко зростає: антиферомагнетизм характеризується ефектом величезного зниження провідності в зв'язку з антиполярною (зустрічною) орієнтацією спінів.

У приладах електричний струм може протікати як перпендикуляр-

но, так і паралельно шарам структури. В обох випадках зміна опору виявляється досить великою і може регулюватися зміною магнітних моментів у феромагнітних прошарках.

Вплив постійного магнітного поля на опір багатошарової системи залізо–хром показано на рис. 2.50, *а*. Значення зміни опору залежить від товщини шарів заліза й досягає максимуму за товщини 7 нм, як показано на рис. 2.50, *б*. Ефект виникає через залежність розсіювання електронів від напрямку їх спіну відносно вектора намагніченості.

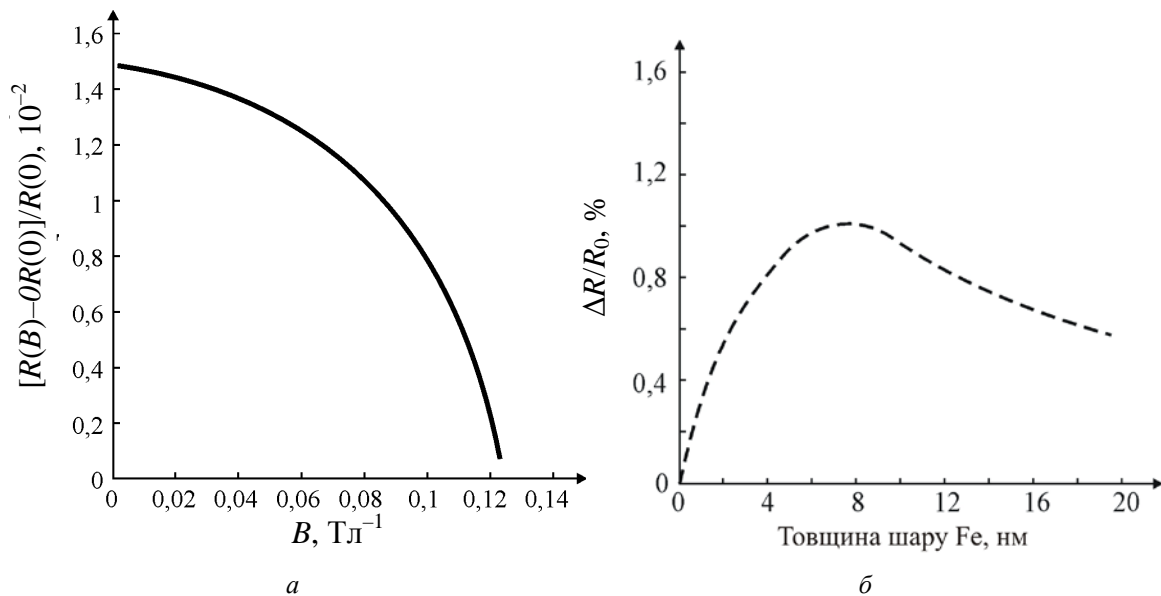


Рис. 2.50. Залежність магнітоопору багатошарової структури Fe–Cr:

а – від магнітного поля, прикладеного паралельно поверхні шарів;

б – від товщини магнітного шару заліза у постійному магнітному полі

У постійному магнітному полі, напрямленому вздовж шарів, вектори намагніченості орієнтовані в одному напрямку. Електрони провідності, спін яких напрямлений убік або протилежно намагніченості, розсіюються на межах метал–феромагнетик більше, ніж електрони зі спіном, орієнтованим у напрямку намагніченості. Канал з меншим опором визначає повний опір плівки, тому що обидва канали працюють паралельно.

Ефект магнітоопору в шаруватих матеріалах – чутливий детектор постійного магнітного поля – і є основою для створення нових високочутливих головок для магнітних дисків, що зчитують інформацію у комп'ютерах.

До відкриття цього ефекту у пристроях магнітного збереження інформації використовувалися індукційні обмотки як для намагнічування малої ділянки носія у певному напрямку (режим запису), так і для визначення напрямку намагніченості (режим зчитування інформації). Магніторезистивні головки зчитування досконаліші, ніж індукційні, але вони не можуть записувати інформацію.

Матеріали, що складаються з однодоменних феромагнітних наночастинок з випадково орієнтованим вектором намагніченості, що містяться в немагнітній матриці, також характеризуються гігантським магнітоопором. Схему такої системи показано на рис. 2.49, б. На відміну від шаруватих структур магнітоопір в цій системі є ізотропним. Якщо помістити її в магнітне поле, вектори намагніченості феромагнітних наночастинок орієнтуватимуться по полю, що зменшує електричний опір. Вплив магнітного поля на опір збільшується у разі збільшення напруженості поля і зменшення розмірів магнітних частинок.

Типові результати вимірювань опору на плівці, що складається з наночастинок кобальту в мідній матриці за температури 100 К, показано на рис. 2.51, а. Гібридні системи, що складаються з наночастинок у металевій матриці, розташованій між двома феромагнітними прошарками (рис. 2.49, в), демонструють аналогічні магніторезистивні властивості.

Ефект гігантського магнітоопору застосовують не тільки в головках зчитування інформації з жорстких дисків. На основі цих структур виготовлено чимало сенсорів, перемикачів і невзаємних пристроїв – вентилів-ізоляторів. Низька вартість і мале енергоспоживання забезпечують високу конкурентоспроможність цих приладів. Магнітні запам'ятовувальні пристрої на основі приладів з гігантським магнітоопором можуть конкурувати з традиційними напівпровідниковими запам'ятовувальними пристроями за щільністю інтеграції, швидкодією та вартістю.

Існують матеріали із ще більшим значенням магнітоопору, ніж у розглянутих вище системах; через таку їх здатність ефект називають **колосальним магнітоопором**.

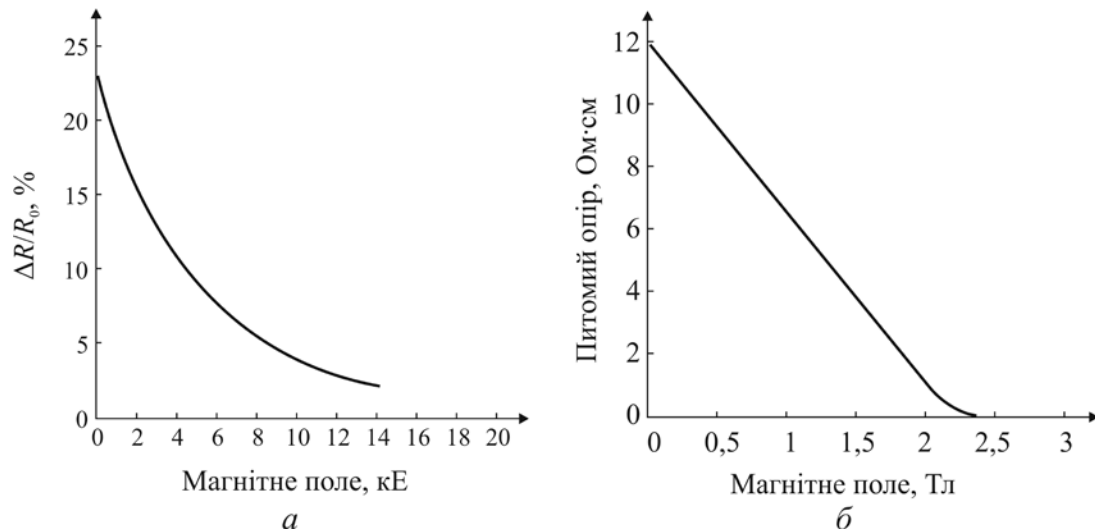


Рис. 2.51. Залежність зміни магнітоопору від прикладеного магнітного поля:

а – для тонкої плівки наночастинок кобальту в мідній матриці;

б – для сполуки La–Ca–Mn–O поблизу точки Кюрі (250 К)

Ці матеріали також мають багато можливостей для застосування, наприклад, у записувальних магнітних головках або чутливих елементах магнітометрів. Такими є матеріали зі структурою типу перовскіту, наприклад, LaMnO_3 , де марганець, як і лантан, має валентність +3. Якщо La^{+3} частково замінити двовалентними іонами, наприклад Ca, Ba, Sr, Pb або Cd, то для збереження електронейтральності деякі іони марганцю змінюють стан із Mn^{+3} на Mn^{+4} . У результаті утворюється система зі змішаною валентністю $\text{Mn}^{+3}/\text{Mn}^{+4}$, у якій наявна велика кількість рухливих носіїв заряду. Виявлено, що така система демонструє надзвичайно великий магнітоопір. Наприклад, опір системи $\text{La}_{0,67}\text{Co}_{0,33}\text{MnO}_3$ в постійному магнітному полі змінюється більше, ніж у тисячу разів. Залежність питомого опору тонкої плівки цього матеріалу від прикладеного постійного магнітного поля показано на рис. 2.51, б.

6. Тунельний магнітоопір та інжекція носіїв заряду з поляризованим спіном

Тунелювання електронів крізь бар'єр може значно підсилити магніторезистивний ефект. Тунельний магнітоопір – це ефект спін-залежного тунелювання електронів через нанометровий прошарок діелектрика або

напівпровідника, уміщеного між двома феромагнетиками. Використовувана структура може мати такий же вигляд, як на рис. 2.49, *а, б*, але замість шару міді застосовується шар діелектрика (Al_2O_3) або напівпровідника. Як і у випадку гігантського магнітоопору, електрони тунелюють з одного феромагнетика в інший, якщо їх намагніченості паралельні.

Якщо намагніченості феромагнетиків антипаралельні, то ймовірність тунелювання різко зменшується, отже, струм через структуру різко падає, тобто істотно збільшується її опір. Зміна опору становить приблизно 30 % за кімнатної температури, що дозволяє використовувати розглянутий ефект у структурах практичного застосування. Як і у випадку використання гігантського магнітоопору, застосовуються м'який і твердий феромагнетики.

Стан паралельності або антипаралельності намагніченості зберігається тривалий час, доки не буде змінений магнітним полем. Тому магнітний перехід може використовуватися як носій одного біта інформації в електронній пам'яті. На основі ефекту тунельного магнітоопору розробляється пам'ять ЕОМ. Такі прилади характеризуються малими струмами й тому мають низьке енергоспоживання. Недоліком є те, що в них струми напрямлені перпендикулярно до шарів. Тому в разі зменшення площі шарів загальний електричний опір приладу зростає.

Таким чином, спін-залежне тунелювання електронів між двома порізному намагніченими феромагнітними шарами, розділеними тонким діелектриком, ґрунтується на залежності тунельного струму у відповідній наноструктурі від магнітного поля. Необхідна намагніченість феромагнітних шарів забезпечується їх осадженням у магнітному полі. Процес тунелювання, що дуже залежить від спінової орієнтації носіїв заряду в електродах, керується намагнічуванням феромагнітного матеріалу.

Зазвичай структура має високий опір, коли два феромагнітні шари мають різні напрямки намагніченості. Опір структури значно зменшується, коли намагніченість всіх шарів стане однонапрямленою у зовнішньому магнітному полі, що називають ефектом тунельного магнітоопору.

Як і у випадку ефекту гігантського магнітоопору, це явище часто виражають у значеннях магнітоопору тунельного переходу.

Типові багат шарові структури для спін-залежного тунелювання формуються з феромагнітних шарів Co, CoCr, CoFe або з інших феромагнітних сплавів, розділених такими діелектриками, як Al_2O_3 , MgO, Ta_2O_5 , товщиною до декількох нанометрів. Магнітоопір тунельних переходів є функцією прикладеної напруги, напруженості магнітного поля і температури. Без впливу магнітного поля *ідеальний* тунельний перехід має майже постійну провідність за низьких значень електричного поля (у мілівольтовому діапазоні).

Спін-поляризовані електрони можуть бути введені в напівпровідник методом їх *інжекції*. Цей метод можна реалізувати у межах загальноприйнятої технології виготовлення інтегральних напівпровідникових приладів.

Якщо відбувається емісія електрона у вакуум з магнітної поверхні, то він виходить з тією ж орієнтацією спіну, яку мав у приповерхневій ділянці. Це справедливо і для інжекції електронів у твердотільних структурах, але за умови, що розсіювання електрона на міжфазній межі є незначним.

Насправді ж інжекторний контакт, сформований з пари металевий феромагнетик – напівпровідник, має досить низьку ефективність спін-поляризації. Це зумовлено значним розсіюванням електронів на межі поділу й невідповідністю значень провідності металу та напівпровідника. Річ у тім, що контактний опір досить критичний для спін-інжекторних властивостей. Без відповідного потенціального бар'єра, що відокремлює *металевий* феромагнітний контакт від *напівпровідника*, спін-інжекція виявляється дуже слабкою. Електрони залишаються спін-поляризованими тільки поблизу контакту, оскільки довжина дифузії електрона з незмінним спіном дуже коротка. Саме тому *металеві* феромагнітні контакти-інжектори, безпосередньо нанесені на напівпровідники, неефективні.

Наведених обмежень позбавлені спін-інжектори, виготовлені з пари металевий феромагнетик – *магнітний напівпровідник*, наприклад, на основі ZnSe. Значення сталих кристалічних ґраток контактувальних матеріа-

лів можна зробити порівнянними за допомогою заміщення атомів цинку домішкою, що має більший або менший розмір. Це забезпечує високу якість меж поділу в *гетероструктурах, створених за методом епітаксії*. У такий спосіб спін-поляризовані електрони можуть бути безпосередньо інжектвані у немагнітний напівпровідник, такий, як наприклад, GaAs. Крім того, інжектор може бути виконаний у вигляді двобар'єрного резонансно-тунельного діода, який, наприклад, має структуру BeTe–ZnMnSe–BeTe.

Використання епітаксiального шару слабколегованого магнітного напівпровідника ZnBeMnSe як спін-інжекторного контакту для світлодіода показано на рис. 2.52. Він складається з GaAs квантової ями між AlGaAs-бар'єрними шарами. У зовнішньому магнітному полі в зоні провідності ZnBeMnSe формується цілком поляризоване джерело спін-електронів (електронів зі спіном, орієнтованим униз). За відповідної зовнішньої напруги ці носії заряду інжектуються через межу поділу ZnBeMnSe–*n*-AlGaAs і потім потрапляють у GaAs-квантову яму. Там вони рекомбінують з неполяризованими дірками, що надходять з *p*-AlGaAs-бар'єрної області, у результаті чого випромінюється світло з *визначеною коловою поляризацією*.

У такій структурі бар'єри з ZnBeMnSe відбирають спін-поляризовані електрони для їх подальшої інжекції у GaAs. Ефективність інжекції з ZnBeMnSe спін-інжектора у AlGaAs досягає 80–90 %, але за температури рідкого гелію, коли довжина вільного пробігу електронів велика. За умов збільшення температури ця інжекція швидко падає до нуля. Таким чином, потрібно мати на увазі, що ефективне використання слабколегованих магнітних напівпровідників на основі ZnSe можливе тільки за кріогенних температур. Описану методику доцільно використовувати для вивчення фундаментальних ефектів у спінтронних структурах.

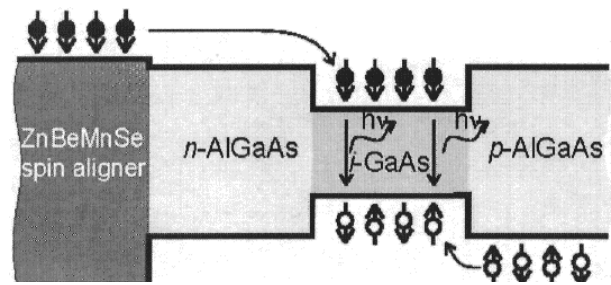


Рис. 2.52. Структура AlGaAs–GaAs–AlGaAs світлодіода з випромінювальною рекомбінацією електронів і дірок та з магнітним інжектором ZnBeMnSe

Ефективну спін-інжекцію забезпечують низькорозмірні структури. Наприклад, показано, що електронний газ у квазіодновимірних каналах у разі низької густини стає феромагнетиком завдяки вибудовуванню електронних спінів в одному напрямку, що може стати важливим механізмом спін-інжекції.

7. Магнітні напівпровідники і діелектрики

Магнітні речовини залежно від виду хімічного зв'язку поділяють на магнітні метали, діелектрики і напівпровідники. У попередніх розділах розглядалися переважно магнітні метали, які характеризуються особливим видом зв'язку – іонних залишків атомів з електронним газом. Однак у магнітних напівпровідниках і діелектриках хімічний зв'язок є змішаним (іонно-ковалентним) – залежно від електронної спорідненості аніонів і катіонів. Істотну роль у формуванні хімічного зв'язку відіграють *спінові магнітні моменти електронів* незаповнених d - або f -оболонки магнітних іонів.

Таким чином, до магнітних напівпровідників і діелектриків належать ті *сполуки перехідних і рідкісноземельних елементів*, що мають феро- або антиферо-, або феримагнітні спінові впорядкування, і цей порядок впливає на оптичні й електричні властивості матеріалу. Для магнітного керування оптичними властивостями (*магнітооптики*) важлива як оптична прозорість робочих тіл, так і сильний вплив їх магнітних властивостей на проходження або відбивання світла (електромагнітних хвиль). Очевидно, що магнітне керування властивостями напівпровідників можливе за сильного взаємозв'язку вільних носіїв заряду з магнітними моментами незаповнених d - і f -оболонки магнітних іонів. Завдяки цьому зв'язку спінове упорядкування магнітних іонів впливає на характер руху вільних носіїв заряду в кристалі, а носії заряду, у свою чергу, впливають на магнітний порядок у ньому.

Як відомо, змінити орієнтацію магнітного моменту деякої ділянки магнітної речовини можна, приклавши до неї *локальне магнітне поле*. На цьому ґрунтується традиційна магнітна пам'ять, широко використовувана в комп'ютерах. Прагнення підвищити щільність запису в запам'ятовувальному пристрої зіштовхується з проблемою створення керованого магнітного поля

у малих ділянках, які сягають вже нанорозмірів. Тому дуже важлива реалізація перемагнічування малої ділянки магнітної речовини у момент пропускання крізь неї пучка спін-поляризованих електронів. У деяких магнітних напівпровідниках можна індукувати спіновий струм між двома напівпровідниками *p*- і *n*-типів. Упорядкувати групи електронів за орієнтацією спінів можна за допомогою **електричного поля** спрямувати до суміжного напівпровідника; за цих умов спінове упорядкування зберігається тривалий час навіть за кімнатної температури. Значущість цього способу керування полягає в тому, що спіни керуються електричним, а не магнітним полем.

Запам'ятовувальні магнітооптичні пристрої як носії інформації застосовують тонку магнітну плівку, нанесену методом вакуумного напилювання або катодного розпилення на твердий пластиковий або скляний диск. Магнітну плівку покривають захисним діелектричним шаром, який виконує одночасно і функцію покриття, що просвітлює пристрій. Усе це згодом буде реалізовано у нанорозмірних шарах.

Якщо для зчитування сигналів з магнітооптичного диска використовують ефект Фарадея, то товщина плівки не повинна перевищувати 200 нм, щоб поглинання лазерного випромінювання не було надмірним. Магнітооптичні диски мають сформовані доріжки записування, відстань між якими становить близько 1 мкм. Магнітне середовище для магнітооптичного записування інформації має характеризуватися цілим рядом специфічних властивостей: одноосьовою магнітною анізотропією з вектором намагніченості, напрямленим перпендикулярно до поверхні плівки, високою магнітооптичною добротністю, низькою теплопровідністю, високим оптичним поглинанням, високою коерцитивною силою. Нате- пер найбільш придатними матеріалами для магнітооптичного записування інформації є аморфні сплави на основі рідкісноземельних і перехідних металів (групи заліза), що мають здатність до компенсації провідності. Зазвичай це феримагнетики з антиферромагнітною взаємодією між атомами перехідних і рідкісноземельних металів.

У пристроях оптичного записування інформації використовуються магнітні плівки зі сполукою $R-Me-Z$. Вони характеризуються феримагнітним упорядкуванням магнітних моментів рідкісноземельних іонів (R) і магнітних моментів іонів перехідних металів (Me), причому символ Z позначає немагнітний метал. Спонтанну намагніченість у цих сплавах зумовлюють $4f$ -орбіталі в атомах рідкісноземельних металів, $3d$ -орбіталі в атомах перехідних металів і сили обмінної взаємодії. Ця взаємодія спонукає рідкісноземельні атоми впливати один на одного, атоми перехідних металів взаємодіяти між собою, а рідкісноземельні атоми – з атомами перехідних металів.

Аморфні (наночастинкові) сплави $R-Me-Z$ не характеризуються далекою просторово-періодичною атомною структурою, однак у плівковому стані вони можуть мати *одноосьову анізотропію з віссю легкого намагнічування*, перпендикулярною до площини плівки. Причиною такої анізотропії в загальному випадку є технологічні особливості виготовлення плівок. Для пояснення одноосьової анізотропії запропоновано три механізми:

- парне впорядкування атомів перехідного металу в процесі осадження;
- періодичні флуктуації сполуки, намагніченості й інших параметрів;
- магнітострикцію, індуковану механічною напруженістю у разі взаємодії з підкладкою.

Для *термомагнітного запису інформації* на аморфні магнітні плівки важливим є значення коерцитивної сили H_c . Краще використовувати матеріали з більшим значенням H_c : таким чином забезпечується більш щільний запис, оскільки мінімальний розмір домену обернено пропорційний H_c .

Для зчитування інформації, записаної на аморфну плівку, використовують як ефект Фарадея, так і ефект Керра. Для роботи з магнітооптичними дисками зазвичай використовують ефект Керра. Значенням кута фарадеевського обертання φ і ефектом Керра можна варіювати за рахунок зміни сполуки аморфних плівок. Наприклад, у плівці $Tb-Fe$ до збільшення кута обертання φ приводить домішка Gd . Плівки $Tb-Fe$ цікаві досить великим коерцитивним полем ($H_c \approx 400$ кА/м), що на порядок вище, ніж плівки $Gd-Fe$ і $Gd-Co$.

Значного збільшення ефекту Керра можна досягти, увівши Ві у плівки Gd–Fe–Co. Для термомагнітного записування інтерес становлять також плівки інтерметалевої сполуки MnBi, насамперед, завдяки великому ефекту Керра.

До **магнітних напівпровідників** належать переважно дві групи твердих тіл – сполуки європію (монооксид EuO, монохалькогенід EuS, моноселенід EuSe, монотелурід EuTe й ін.), а також деякі халькогенідні (хромові) шпінелі. В антиферомагнітних і феримагнітних напівпровідниках ширина забороненої зони така сама, що й у звичайних напівпровідниках.

В основному стані магнітних напівпровідників зовнішні оболонки аніонів заповнені, зовнішні оболонки катіонів порожні, а внутрішні *d*- або *f*-оболонки катіонів заповнені лише частково. Однак їх електрони не беруть участі в перенесенні заряду, оскільки через сильну кореляцію між ними кожний *d*- або *f*-електрон локалізований на своєму іоні. Зона провідності виникає в результаті гібридизації частково заповнених і цілком порожніх станів оболонок катіонів. Валентна ж зона формується у процесі гібридизації *d*- або *f*-оболонок катіонів і зовнішніх оболонок аніонів.

У традиційному уявленні про електронні енергетичні зони у твердому тілі не передбачається існування магнетизму. Традиційна зонна теорія ґрунтується на одноелектронному наближенні, за якого нехтують динамічними кореляціями між частинками. Однак магнетизм спричиняється великими кулонівськими (обмінними) силами, тому нехтувати просторовими й спіновими кореляціями між електронами не можна. У зонній теорії кожному стану з певною енергією електрона зі спіном $+1/2$ відповідає еквівалентний стан зі спіном $-1/2$. У результаті для основного стану сумарний спін вважається дуже малим, у той час, як у магнітних напівпровідниках спін великий.

У магнітному напівпровіднику є два типи заборонених зон:

- 1) звичайна заборонена зона, що розділяє валентну зону й зону провідності, зумовлена періодичним потенціалом ґратки;
- 2) заборонена зона іншого типу, зумовлена передусім енергією іонізації *d*- або *f*-оболонок.

Для того щоб електрон незаповненої d - або f -оболонки (тобто «магнітний електрон») міг брати участь у процесах перенесення, він має залишити свій власний атом. У такому разі витрачається деяка енергія E_v . Через делокалізацію електрона його енергія знижується на значення E_d . Якщо $E_v > E_d$, то виникає заборонена зона $\Delta E = E_v - E_d$. Для d -електронів енергія E_v може бути досить малою, тому друга заборонена зона фактично зникає. У цьому випадку d -електрони беруть участь у явищах провідності й у твердому тілі виникають металеві властивості. Тому майже всі феромагнетики – це d -метали (Fe, Ni, Co).

У феромагнітних напівпровідниках (EuO, EuS, EuSe, EuTe, деякі шпінелі) обмінна взаємодія між s - і d -електронами приводить до розщеплення зони провідності на дві підзони, що відповідають станам електронів зі спінами $+\frac{1}{2}$ і спіном $-\frac{1}{2}$, тобто з напрямком спінів електронів «по» і «проти» намагніченості. Оскільки у відомих феромагнітних напівпровідниках розщеплення значне $\Delta \gg k_B T$, то за низьких температур $T \ll T_K$ зайняті стани розташовані тільки поблизу дна нижньої зони (зі спіном $+\frac{1}{2}$), тобто електрони цілком поляризовані у напрямку спіну (рис. 2.53).

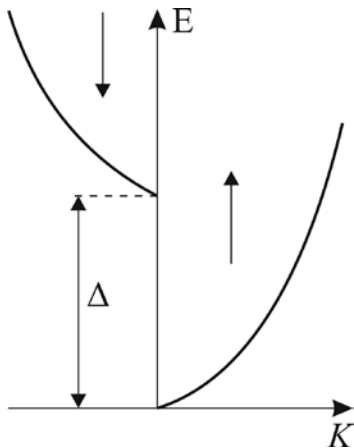


Рис. 2.53. Спінове розщеплення зони провідності у феромагнітному напівпровіднику

Обмінна взаємодія приводить не тільки до зрушення станів електронів, але й до розсіювання електронів на спінових хвилях. Оскільки енергія магнонів $\hbar\omega \ll \Delta$, то у феромагнітних напівпровідниках процеси розсіювання, які супроводжуються перевертанням спіну електрона й переходом його у верхню підзону, заборонені законом збереження енергії. Тому у феромагнітних напівпровідниках визначальну роль в електрон-

магнонному розсіюванні відіграють процеси за участю двох магнонів.

Спінові взаємодії приводять до виникнення в магнітних напівпровідниках декількох різних механізмів перенесення носіїв заряду. Ці механі-

зми характеризуються різними значеннями рухливості електронів і її температурної залежності. По-перше, можливий майже вільний рух носіїв, аналогічний руху електронів у немагнітних напівпровідниках. По-друге, можливий дифузійний механізм руху, за якого носії заряду і пов'язана з ним ділянка поляризації можуть рухатися по ґратці кристала або вільно, або з дуже великою довжиною вільного пробігу. Нарешті третій тип руху носіїв заряду – рух типу перескоку, аналогічний руху електронів у домішковій зоні напівпровідників. Носії заряду рухаються від одного донора до наступного в частково компенсованому кристалі, тому потрібно враховувати статистичний фактор, зумовлений імовірністю перебування носія заряду поблизу відповідного іонізованого донора.

Багато **феромагнітних напівпровідників** є фотопровідниками. Форма кривої спектральної залежності фоточутливості мало залежить від температури, але її максимум зрушується у разі зміни температури за тим же законом, що і край поглинання. Максимальна чутливість підвищується зі зростанням магнітного поля, причому ефект тим сильніший, чим ближче температура до точки Кюрі.

Антиферомагнітних напівпровідників відомо набагато більше, ніж феромагнітних, причому їх властивості значно відрізняються. Наприклад, в антиферомагнітних напівпровідниках не відбувається гігантського «червоного зрушення» краю поглинання ΔE_g , як то характерно для феромагнітних напівпровідників зі зниженням температури, що починається ще до появи спонтанної намагніченості. Це пояснюється тим, що **феромагнітне упорядкування сприяє підвищенню провідності** (можна вважати, що провідність і феромагнетизм взаємно підсилюються). У підсумку в феромагнітних напівпровідниках зрушення краю поглинання в «червоний бік» спектра досягає декількох десятків електрон-вольтів у разі охолодження кристала і переходу через точку Кюрі.

В антиферомагнітних напівпровідниках, навпаки, спостерігається зрушення краю поглинання у бік великих енергій, тобто «синє зрушення»,

але це зрушення невелике. Річ у тім, що *антиферомагнітне впорядкування значно знижує електропровідність*, оскільки зустрічні магнітні поля локалізують електрони провідності ще більшою мірою, ніж неупорядкованість у парамагнітній фазі (вище від точки Неєля). Наприклад, в антиферомагнітному напівпровіднику EuTe (який має енергетичну щільність в електронному спектрі $\Delta E_g = 2,0$ eV) зі зміною температури спостерігається зовсім невелике «синє зрушення» краю поглинання – усього близько 0,03 eV, причому прикладене ззовні магнітне поле зменшує його.

Магнітні напівпровідники різного типу мають різну температурну залежність провідності. Якщо у *феромагнітних* напівпровідниках *n*-типу на температурній залежності провідності в околі точки Кюрі T_K спостерігається мінімум, то в *антиферомагнітних* такого мінімуму в точці фазового переходу Неєля T_N не спостерігається.

У широкозонних антиферомагнітних напівпровідниках носії заряду можна вважати звичайними зонними електронами. Однак зовсім інша ситуація спостерігається, якщо енергетичні зони вузькі. За рахунок електрон-магнетонної взаємодії виникає квазіпружна сила, що прагне повернути електрон до того атома, який він покинув, у результаті чого електрон виконує осциляції навколо «центрального» атома. Електрон має також можливість поступального руху електрона по кристалу. Такий стан носія заряду називають квазіосциляторним, і він відрізняється від поляронного стану (в діелектриках) тим, що ступінь деформації періодичної структури осцилює разом з осциляціями електрона навколо положення рівноваги.

Енергія утворення вільного електрона *мінімальна в разі повного феромагнітного впорядкування* і збільшується через його порушення (феромагнітне впорядкування сприяє підвищеній провідності). Експериментальним свідченням є те, що край власного поглинання феромагнітного напівпровідника з підвищенням температури до точки Кюрі зміщується у бік високих енергій на 0,2–0,5 eV.

Це означає, що ширина забороненої зони феромагнітного напівпро-

відника *збільшується* в неупорядкованій (парамагнітній фазі). Таким чином, електрони провідності прагнуть установити й підтримати феромагнітне впорядкування. Однак через малу концентрацію вільних електронів вони не можуть відчутно вплинути на стан кристала в цілому. Проте електрони можуть *локалізуватися в деяких нанорозмірних ділянках кристала*, де вони створюють настільки **високий ступінь феромагнітного порядку**, що їх енергія унаслідок цього сильно знижується.

Феромагнітний нанокластер, створений електрон-магنونною взаємодією, може містити в собі тисячі магнітних атомів, що спостерігалися експериментально в EuTe і EuSe. Такий комплекс – електрон і навколишня мікроділянка іншої фази – називають **фероном**. За відносно низьких концентрацій вільних носіїв заряду в антиферомагнітних напівпровідниках феромагнітні ділянки мають розміри 1–10 нм.

Феронні стани виникають у **домішкових** магнітних напівпровідниках. У такому разі антиферомагнітний кристал розділяється на окремі ділянки, що мають **як феромагнітне, так і антиферомагнітне упорядкування**, причому в перших ділянках спостерігається надлишок електронів провідності, а в других – їх нестача. Усередині антиферомагнітної (низькопровідної) матриці високопровідні ферони можуть формувати періодичну структуру.

Провідність антиферомагнітного напівпровідника з феронами в цілому мала, оскільки велика частина вільних електронів *локалізовані* у феромагнітних кластерах. Однак провідність різко підвищується в зовнішньому магнітному полі, що сприяє феромагнітному упорядкуванню в кристалі і тим самим делокалізує електрони, які без прикладення магнітного поля були замкнені у феромагнітних кластерах.

Розбиття вироджених антиферомагнітних напівпровідників на феромагнітні й антиферомагнітні ділянки експериментально спостерігалося в кристалах EuTe і EuSe. Наявність магнітного поля, що установлює феромагнітне упорядкування в цих кристалах, зумовлює зростання їх провідності на 10 порядків.

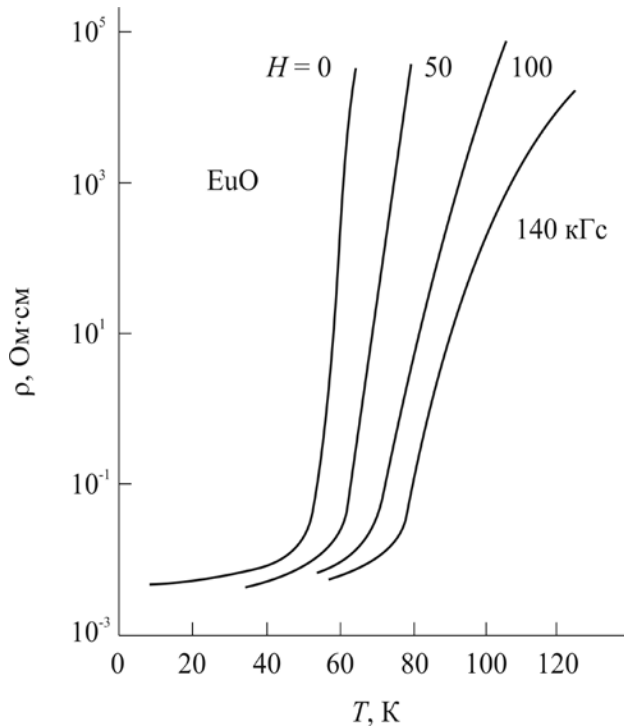


Рис. 2.54. Перехід метал–діелектрик в EuO

Для ілюстрації на рис. 2.54 наведено експериментальні дані про температурний стрибок питомого об'ємного опору кристала EuO за різних магнітних полів. Фазовий перехід метал–діелектрик з високою провідністю (низьким електричним опором) у магнітно-впорядкованій низькотемпературній фазі супроводжує перехід у парамагнітну розупорядковану фазу, яка має високий опір («діелектричну» фазу). Магнітне поле, що підтримує феромагнітне впорядкування, сприяє підвищенню температури цього переходу. Оче-

видно, що магнітне поле в інтервалі температур 50–80 K може у широких межах керувати значенням провідності цього кристала.

Отже, електрони провідності прагнуть установити і підтримувати в кристалі феромагнітне впорядкування, оскільки саме воно забезпечує мінімум енергії електронної підсистеми. Якщо ж концентрація електронів недостатня для установаження феромагнетизму у всьому кристалі, то виграш в енергії можна мати, якщо електрони зосередяться в якій-небудь частині кристала та устанавлять там феромагнітне впорядкування.

Електрони разом з феромагнітними нанокластерами – феронами – можуть переміщуватись по кристалу, хоча і з малою рухливістю. У цьому сенсі вони нагадують полярони (у полярних діелектриках). За високих температур ферони (як і полярони) руйнуються, але за достатньої глибини потенціальної ями вони можуть існувати навіть і в парамагнітній фазі.