

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут»

Ю. М. Поплавко
О. В. Борисов
І. П. Голубєва
Ю. В. Діденко

Магнетики в електроніці

Навчальний посібник

*За загальною редакцією
академіка НАН України Ю. І. Якименка*

*Рекомендовано Міністерством освіти і науки України
як навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів
галузі знань «Електроніка»*

Київ
НТУУ «КПІ»
2014

УДК 537.622(075.8)+621.318(075.8)+621.38:537.622](075.8)

ББК 22.334я73+31.235я73+32.85я73

М12

*Рекомендовано Міністерством освіти і науки України
(Лист № 1/11-1722 від 05.02.2014 р.)*

Рецензенти: *А. Г. Білоус*, д-р хім. наук, проф., акад. НАН України,
Інститут загальної та неорганічної хімії ім. В. І. Вернадського
НАН України

В. Я. Петровський, д-р техн. наук, проф.,
Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича
НАН України

Відповідальний редактор *В. І. Тимофєєв*, д-р техн. наук, проф.,
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут»

Поплавко Ю. М.

М12 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. –
Бібліогр.: с. 359–360. – 50 пр.
ISBN 978-966-622-652-8

Розглянуто основні магнітні властивості твердих тіл та їх застосування в електроніці, зокрема сучасні магнітні електронні прилади для досліджень у біології та медицині. Особливу увагу приділено феромагнетикам, антиферомагнетикам і феримагнетикам. Наведено основи теорії, експериментальні дані й технічні характеристики магнітних матеріалів, необхідні для застосування у прикладній фізиці. Описано дослідження нанофізики магнетиків, проаналізовано вплив структури на фізичні властивості магнітних наноматеріалів і перспективи розвитку нового наукового напрямку – спінтроники.

Для студентів вищих навчальних закладів технічних і фізичних спеціальностей у галузях електроніки та інформаційних технологій. Може бути використано студентами, аспірантами, інженерами й науковими співробітниками, які спеціалізуються на мікро- та наноелектроніці.

УДК 537.622(075.8)+621.318(075.8)+621.38:537.622](075.8)

ББК 22.334я73+31.235я73+32.85я73

ISBN 978-966-622-652-8

© Ю. М. Поплавко, О. В. Борисов,
І. П. Голубєва, Ю. В. Діденко, 2014
© НТУУ «КПІ», 2014

Зміст

Основні позначення.....	5
Передмова.....	7
Вступ	9
1. Основні визначення.....	12
2. Невпорядковані магнетики	21
2.1. Діамагнетизм	21
2.2. Парамагнетизм	25
2.2.1. Механізм Ланжевена–Кюрі	27
2.2.2. Механізм Паулі.....	34
2.3. Спін електронів і нуклонів.....	39
Резюме	46
3. Кінетичні ефекти у магнітних полях	50
3.1. Гальваномагнітні ефекти.....	52
3.2. Термомагнітні ефекти.....	67
3.3. Магнітооптичні ефекти	74
3.4. Ядерний магнітний резонанс	86
3.5. Електронний парамагнітний резонанс	96
3.6. Циклотронний резонанс	104
3.7. Квантовий ефект Холла.....	114
3.8. Магнітне охолодження	123
Резюме	127
4. Магнетики з далеким магнітним порядком	132
4.1. Фізична природа феромагнетизму	135
4.2. Температурні характеристики феромагнетиків	141
4.3. Доменна структура феромагнетиків.....	146
4.4. Магнітострикція й термострикція	152
4.5. Антиферомагнетизм.....	159
4.6. Феримагнетизм	161
4.7. Магнони.....	172
Резюме	178
5. Магнітні напівпровідники і діелектрики	181
5.1. Магнітооптичні явища	182
5.2. Запам'ятовувальні пристрої	187
5.3. Магнітні напівпровідники	189
Резюме	196
6. Нанотехнології та магнітні електронні пристрої	198
6.1. Наночастинки і нанофізика	198
6.2. Значення поверхневих властивостей.....	200
6.3. Магнетизм наноматеріалів	204
6.4. Спінова електроніка	207
6.5. Гігантський і колосальний магнітоопір	213

6.6. Зчитувальна головка на гігантському магнітоопорі	218
6.7. Пам'ять на магнітоопорі та спін-вентильний транзистор	223
6.8. Феромагнітна рідина	226
Резюме	232
7. Магнітна пам'ять	234
7.1. Визначальні особливості пристроїв пам'яті	234
7.2. Фізичні принципи магнітного записування інформації	238
7.3. Пам'ять на магнітних дисках	243
7.4. Пам'ять на циліндричних магнітних доменах	247
7.5. Магнітооптичні диски	253
7.6. Наноманітні плівки у пристроях пам'яті електронних обчислювальних машин	255
7.7. Магніторезистивна оперативна пам'ять	257
Резюме	261
8. Ферити у пристроях діапазону надвисоких частот	263
8.1. Особливості феритових пристроїв діапазону надвисоких частот	264
8.2. Феритові вентиля й фільтри	269
8.3. Феритові циркулятори	272
8.4. Феритові фазообертачі	276
8.5. Магнітно-статичні прилади діапазону надвисоких частот	281
8.6. Радіопоглинальні покриття	292
Резюме	296
9. Нанобіомагнетизм	299
9.1. Магнітні біоматеріали	299
9.2. Особливості феритину	301
9.3. Біо захоплення та розділення магнітних біоматеріалів	302
9.4. Молекулярна магнітнорезонансна томографія	307
9.5. Доставка ліків	309
9.6. Магнітна гіпертермія	311
Резюме	314
10. Магнітні матеріали і технології	316
10.1. Магнітом'які матеріали	316
10.2. Магнітотверді матеріали	320
10.3. Магнітні матеріали спеціального призначення	323
10.4. Кристали феритів	329
10.5. Аморфні магнітні плівки сплавів рідкісноземельних і перехідних металів ...	336
10.6. Метод магнетронного розпилення	340
10.7. Матеріали і структури спінової електроніки	346
Резюме	349
Післямова	351
Література	359
Предметний покажчик	361
Перелік скорочень	365

Основні позначення

A_{\perp} – кінетичний коефіцієнт поперечного гальванотермомагнітного ефекту

A_{\parallel} – кінетичний коефіцієнт поздовжнього гальванотермомагнітного ефекту

a – стала кристалічної ґратки, крок квантування

\mathbf{B} – вектор магнітної індукції

B – магнітна індукція

c – швидкість світла

\mathbf{D} – вектор електричної індукції

D – коефіцієнт дифузії

\mathbf{E} – вектор напруженості електричного поля

E – енергія

E_F – енергія рівня Фермі

E_g – ширина забороненої зони напівпровідника

e – заряд електрона

F – сила

g – фактор спектроскопічного розщеплення, гіромагнітний коефіцієнт

\mathbf{H} – вектор напруженості магнітного поля

H – напруженість магнітного поля

h – стала Планка

\hbar – редукована стала Планка

I – сила струму, обмінний інтеграл

J – повний момент кількості руху

j – густина струму

K – стала Кюрі

k_B – стала Больцмана

L – орбітальний момент кількості руху

\mathbf{M} – вектор намагніченості

M – намагніченість речовини

m – магнітний момент, маса

N – щільність станів, концентрація

n – показник заломлення
 n_e – концентрація електронів
 \mathbf{P} – вектор електричної поляризації
 p – тиск, квазіімпульс
 Q – кількість теплоти
 q – хвильовий вектор
 R – опір
 R_H – коефіцієнт або стала Холла
 R_r – коефіцієнт відбиття
 S – площа, механічний момент кількості руху, ентропія
 s – спін
 T – температура, період
 V – об'єм
 α – стала тонкої структури
 γ – магнітомеханічне (гіромагнітне) відношення
 ε – відносна діелектрична проникність
 ε_0 – електрична стала
 λ – довжина вільного пробігу, довжина хвилі
 μ – магнітна проникність, рухливість
 μ_0 – магнітна стала
 μ_B – магнетон Бора
 ν – частота
 ξ – теплопровідність
 ρ – питомий електричний опір
 σ – питома електрична провідність
 v – швидкість
 χ – діелектрична сприйнятливість
 χ – магнітна сприйнятливість
 ω – колова частота

Передмова

Усі речовини у природі є *магнітними*, тобто вони взаємодіють із зовнішнім магнітним полем і мають певні магнітні властивості, зумовлені внутрішніми (прихованими) формами руху електричних зарядів. Якщо цей рух коловий, то виникає елементарний коловий струм і відповідний йому магнітний момент. У кожній речовині такими елементарними коловими струмами є обертання електронів навколо ядра атома (орбітальний магнетизм) і обертання електронів навколо власних осей (спіновий магнетизм), що приводить до появи орбітального й спінового магнітних моментів електрона. Магнітний момент електронної оболонки визначає магнітні властивості атома, оскільки він приблизно в тисячу разів більший, ніж магнітний момент атомного ядра. Різний характер електронної структури атомів зумовлює відмінності магнітних властивостей речовин.

Магнітні матеріали набули широкого застосування в різних галузях науки і техніки – електроніці, радіотехніці, інформаційно-вимірювальній і обчислювальній техніці та ін. В останні роки відбувся якісний «стрибок» у розробленні магнітних матеріалів і створенні на їх основі нових видів електромагнітних та магнітооптичних електронних пристроїв з унікальними властивостями, що зумовлено науковими відкриттями в галузі фізики магнітних матеріалів і появою нових прогресивних технологій їх виробництва.

Значущість магнітних властивостей матеріалів, з яких зроблено електронні пристрої, показує той факт, що натеper однією з важливих розробок військової зброї вважають створення генераторів гігантських магнітних імпульсів. Така зброя здатна миттєво паралізувати всі електронні пристрої противника.

Сучасному етапу розвитку магнітних пристроїв характерний перехід від використання дискретних магнітних компонентів до однорідних магнітних середовищ, у яких носіями інформації є домени, а перероблення інформації реалізується на основі їх спрямованого переміщення та взаємодії. Швидкодія магнітних електронних пристроїв забезпечується малою інерційністю переорієнтації магнітних доменів. Малі розміри магнітних доменів у поєднанні з їх високою рухливістю дозволяють

створювати на їх основі різні функціональні пристрої великого обсягу пам'яті ($10^9 \dots 10^{10}$ біт) із високими значеннями інформаційної щільності ($10^8 \dots 10^{10}$ біт/см) і швидкістю перероблення інформації ($10^6 \dots 10^8$ біт/с).

Подальший прогрес у створенні матеріалів з новими властивостями визначив передумови для появи електроніки субмалих елементів – *наноелектроніки*. Цей прогрес пов'язаний з такими змінами у структурі речовини, що впливають на її фундаментальні властивості. З'являється можливість «керувати» властивостями речовини за рахунок зміни її фрагментації (розмірності). Натепер найбільше технічне впровадження наноелектронних елементів спостерігається саме для магнітних електронних приладів.

На основі мікроелектроніки та наноелектроніки розвивається один з перспективних напрямів функціональної електроніки – *магнітна електроніка*, що є якісно новим етапом у створенні елементної бази для побудови широкого класу логічних і запам'ятовувальних пристроїв (ЗП), а також різноманітних пристроїв оброблення інформації. Синтезовано магнітні матеріали зі значними магнітооптичними ефектами, що поєднуються із хорошою прозорістю цих матеріалів у видимій та ближній інфрачервоній областях спектра. На їх основі розроблено такі перспективні магнітооптичні елементи і пристрої: магнітооптичні диски, керовані транспаранти, принтери, дефлектори, елементи інтегральної оптики, різноманітні перетворювачі.

Різнманітність видів магнітних матеріалів, їх властивостей і методів виготовлення, можливостей їх застосування для створення нових елементів і пристроїв магнітної електроніки вимагає від розробників електронної техніки ґрунтовного знання основ фізики магнетизму, особливостей магнітної взаємодії у твердому тілі, технології виготовлення матеріалів з різними властивостями, потреб сучасної техніки й тенденцій розвитку.

У навчальному посібнику основну увагу приділено фізичним основам магнетизму в твердому тілі, тим процесам, що визначають принципи функціонування магнітних електронних пристроїв, а також особливостям функціонування, параметрам, сферам застосування та перспективам розвитку цих пристроїв.

Вступ

Для електроніки найбільш значущими є матеріали з особливими електричними й магнітними властивостями. У посібнику розглянуто різні *магнетики*, які, як і напівпровідники, широко використовують у сучасній електроніці, приладобудуванні, електротехніці й багатьох інших прикладних галузях науки.

Електрони у своєму спрямованому русі переносять електричний заряд. Цією властивістю електронів зумовлено як науково-технічний напрям «*електротехніка*», у якому електропровідні матеріали відіграють першорядну роль, так і напрям «*електроніка*», який ґрунтується на різноманітних ефектах *керування* електронним перенесенням заряду. Слід зазначити, що у пристроях електроніки використовують передусім властивість електронів мати *електричний заряд*, причому головною є можливість керувати рухом електронів (електричним струмом) за допомогою, наприклад, електричного поля.

Однак поряд з електричним зарядом іншою фундаментальною властивістю електрона є *спіновий магнітний момент*, а в електронних оболонках атомів, іонів і молекул важливий *орбітальний магнітний момент* електронів. Окрім того, на електричні заряди, що рухаються у магнітному полі, діє *сила Лоренца*, яка суттєво змінює траєкторію руху, чим значно впливає на електричні властивості матеріалів. Саме ці три складові відіграють визначальну роль у магнітній електроніці.

За силою взаємодії з магнітним полем усі речовини можна поділити на слабомагнітні й сильномагнітні. Сила взаємодії речовини з магнітним полем оцінюється безрозмірною величиною – *магнітною сприйнятливістю* $\chi = M/H$, де M – модуль намагніченості речовини під дією магнітного поля; H – модуль напруженості магнітного поля.

Слабомагнітні речовини характеризуються величиною $\chi \ll 1$, тобто зміна їх намагніченості під дією зовнішнього поля дуже незначна. До них належать діамагнетики й парамагнетики. Всередині *діамагнетиків* зовнішнє магнітне поле ослаблюється внаслідок того, що їх намагніче-

ність напрямлена *проти зовнішнього поля*. До цих речовин належать більшість органічних сполук і низка металів: мідь, срібло, золото, свинець та ін. *Парамагнетики* у разі вміщення у магнітне поле *підсилюють* це поле всередині себе за рахунок збігу напрямків і намагніченості зовнішнього поля. До парамагнетиків належать алюміній, платина й ін.

Найбільший інтерес із погляду технічного застосування становлять *сильномагнітні речовини* ($\chi \gg 1$) – феромагнетики й феримагнетики.

Феромагнетики характеризуються такими особливостями: по-перше, здатністю сильно намагнічуватися навіть у слабких полях ($\chi = 10^3 \dots 10^5$); по-друге, вище певної температури, яку називають температурою Кюрі T_K , феромагнітний стан речовини переходить у парамагнітний, тобто магнітна сприйнятливість значно знижується. До феромагнетиків належать залізо, нікель, кобальт і їх сплави, сплави хрому й марганцю та ін.

Феримагнетики – це речовини, що одержали назву від складних оксидних матеріалів – феритів. Під феритами розуміють сполуку складного оксиду заліза (Fe_2O_3) з оксидом металу (MeO): $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$. Існує також багато інших феримагнетиків, магнітні властивості яких залежать від взаємного розміщення іонів металів у кристалічних ґратках. Ферити мають властивості, багато в чому подібні до властивостей феромагнетиків, але значно поступаються їм за значенням граничної намагніченості. Однак важливою для електроніки перевагою феримагнетиків є їх порівняно високий електричний опір.

Без використання сильного магнетизму феро- й феримагнетиків неможлива ні електротехніка, ні електроніка, оскільки на основі саме цих матеріалів останнім часом розвивається також новий науково-технічний напрям – **магнітна електроніка**, у якій для керування певними процесами використовується *керувальне магнітне поле*.

У першому розділі книги наведено основні визначення щодо магнітних властивостей речовин.

Другий розділ присвячено фізичним основам властивостей слабомагнітних матеріалів, розглянуто діамагнетизм, парамагнетизм і ядерний магнетизм.

У третьому розділі розглянуто кінетичні ефекти у матеріалах, що виникають у зовнішніх магнітних полях. Надано численні приклади застосування особливостей слабого магнетизму для електронних пристроїв та дослідження різних явищ і речовин.

Четвертий розділ присвячено фізичним властивостям сильномагнітних матеріалів зі спонтанно впорядкованою магнітною структурою, розглянуто феромагнетизм, антиферомагнетизм, феримагнетизм, а також фізичну модель магнонів.

П'ятий розділ стосується магнітних напівпровідників та діелектриків – деяких сполук перехідних і рідкісноземельних елементів, що мають феро-, антиферо- або феримагнітні спінові впорядкування, які впливають на оптичні й електричні властивості матеріалу.

У шостому розділі розглянуто сучасні досягнення спітроніки, що стали можливими лише завдяки нанотехнологіям.

Сьомий розділ присвячено найважливішим застосуванням магнетиків, тобто основним пристроям магнітної пам'яті.

Восьмий розділ стосується різноманітних науково-технічних розробок у галузі мікрохвильової електроніки, а саме феритів у пристроях надвисокочастотного діапазону.

Дев'ятий розділ присвячено органічному зв'язку біології та магнетизму, розглянуто сучасні магнітні діагностичні та лікувальні методи, які ґрунтуються на магнітних властивостях біологічних об'єктів.

У десятому розділі наведено найважливіші магнітні матеріали та основи технології їх виготовлення.

1. ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ

Магнетизм – це особлива форма фізичної взаємодії між рухомими електричними зарядами на відстані, які таким чином створюють магнітний момент, а також взаємодія між частинками й тілами з природно існуючим магнітним моментом. Магнітна взаємодія передається *магнітним полем*.

Між магнітним і електричним полями немає повної симетрії. Як відомо, джерелами електричного поля є електричні заряди, однак аналогічних поодиноких «магнітних зарядів» у природі не виявлено. З огляду на це джерелом магнітного поля є також електричні заряди, але лише ті, що *рухаються*, оскільки саме вони створюють магнітний момент, який також називають *магнітним диполем*. Магнітний диполь – будь-який елементарний об'єм, який створює на великих, порівняно з його розмірами, відстанях магнітне поле, ідентичне магнітному полю елементарного електричного струму.

Для кількісного опису магнітних явищ у твердих тілах вводять аксіальні вектори: вектор напруженості магнітного поля **H**, вектор магнітної індукції **B** та вектор намагніченості **M**.

Напруженість магнітного поля H на певній відстані *a* від провідника, по якому проходить струм *I*, дорівнює $\frac{I}{2\pi a}$. Це співвідношення визначає розмірність напруженості: $[H] = \text{А/м}$. Отже, напруженість магнітного поля *не залежить від магнітних властивостей середовища*. Наприклад, у центрі колового струму (витка дроту радіусом *R*) напруженість $H = \frac{I}{2\pi R}$ незалежно від навколишнього середовища. У системі СГС розмірність напруженості магнітного поля $[H] = \text{Е}$ (ерстед); $1 \text{ Е} = 79,5775 \text{ А/м}$.

Магнітна індукція B – основна характеристика магнітного поля *в речовині* – становить середнє значення сумарної напруженості мікроскопічних магнітних полів, створюваних окремими електронами й інши-

ми елементарними частинками. У вакуумі магнітна індукція B визначається лише напруженістю, індукованою зовнішнім магнітним полем: $B = \mu_0 H$. У системі одиниць СІ для опису магнетизму застосовують «параметр розмірності» $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м. Розмірність магнітної індукції така: в системі СІ – $[B] = \text{Тл}$ (тесла), в системі СГС – $[B] = \text{Гс}$ (гаус), при цьому $1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$.

Магнітний момент \mathbf{m} плоского контура зі струмом – векторна величина, що кількісно дорівнює добутку сили струму I на площу S , обмежену контуром струму, і напрямлена по додатній нормалі до контура: $\mathbf{m} = IS\mathbf{n}$, де \mathbf{n} – одиничний вектор, який збігається за напрямом з нормаллю.

Джерелом магнетизму є як макро-, так і мікроскопічні електричні струми, тому магнітний момент – одна з основних характеристик магнітних властивостей тіла. Розмірність магнітного моменту становить $[m] = \text{А} \cdot \text{м}^2$ (амперівський магнітний момент).

Окрім амперівського магнітного моменту, розглядають кулонівський магнітний момент, тобто магнітний момент магнітного диполя. У цьому разі вектор магнітного моменту виражають за аналогією до електричного дипольного моменту, розуміючи при цьому не електричні диполі, а магнітні (утворені струмами в замкнених контурах). Кулонівський магнітний момент має розмірність $[m] = \text{Вб} \cdot \text{м}$ і становить суму всіх елементарних магнітних моментів, індукованих у речовині під дією магнітного поля або ж утворених спонтанно (у феромагнетиках).

Намагніченість \mathbf{M} – це густина магнітного моменту m , тобто магнітний момент одиниці об'єму V речовини: $M = \frac{m}{V}$; макроскопічна характеристика магнітного стану тіла. У системі СІ розмірність M збігається з розмірністю напруженості поля ($[M] = \text{А/м}$) і становить таку намагніченість, за якої 1 м^3 речовини має магнітний момент $1 \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

За формальною аналогією до електричних векторів ($\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$, де \mathbf{D} – вектор електричної індукції; \mathbf{E} – вектор напруженості електричного поля; \mathbf{P} – вектор електричної поляризації; ϵ – відносна діелек-

трична проникність) магнітні вектори споріднюють матеріальні тензори другого рангу – *магнітну проникність* μ і *магнітну сприйнятливість* κ :

$$B = \mu_0 \mu H = \mu_0 H + \mu_0 M; \quad (1.1)$$

$$M = \kappa H; \quad (1.2)$$

$$\mu = 1 + \kappa. \quad (1.3)$$

Як магнітна проникність, так і магнітна сприйнятливість – відносні величини, тобто безрозмірні. У вакуумі відносна магнітна проникність $\mu = 1$, оскільки без речовини магнітна сприйнятливість дорівнює нулю: $\kappa = 0$. Так само відносна діелектрична проникність вакууму $\epsilon = 1$ і діелектрична сприйнятливість без речовини $\chi = 0$.

Однак аналогія між електричними й магнітними явищами є суто формальною, що впливає, наприклад, з рис. 1.1, де порівняно електричний диполь з магнітним. *Електричний диполь* – система двох розділених у просторі електричних зарядів, однакових за значенням і протилежних за знаком, тобто **полярний (звичайний) вектор** (умовно електричний диполь позначають стрілкою). Натомість *магнітний диполь*, утворений рухом електричних зарядів, умовно зображують коловим електричним струмом; він є **аксіальним вектором** (тобто вектором в орієнтованому

просторі, який зі зміною орієнтації простору на протилежну перетворюється на протилежний вектор).

Для обох диполів потенціал відповідного поля зменшується з відстанню як $\frac{1}{r^2}$, але на цьому їх подібність вичерпується. Істотну відмінність між диполями можна побачити, відбивши їх у дзеркалі (рис. 1.1): електричний диполь змінює напрямок на протилежний, а магнітний – свій напрямок зберігає.

Навпаки, згідно з операцією, названою *інверсією часу* (відповідно до якої вважають, що плин часу змінюється

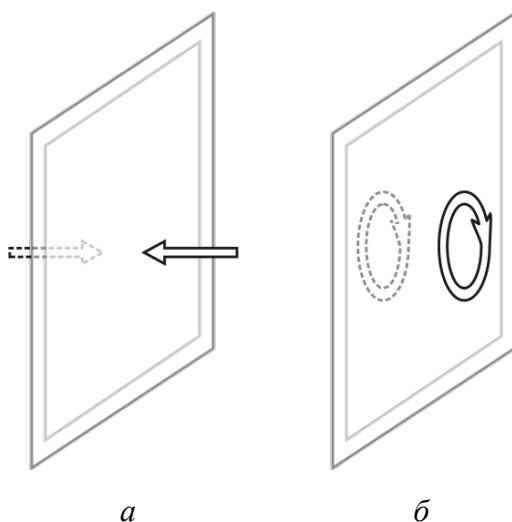


Рис. 1.1. Дзеркальне відбиття:

a – електричного диполя;

б – магнітного диполя

на зворотний), електричний диполь не змінюється, а магнітний диполь змінює свій знак на протилежний, оскільки електричні заряди, які його породжують, за інверсії часу мають рухатися у зворотному напрямку.

У *макроскопічному* процесі магнітним диполем є замкнений контур електричного струму в провідниках або напівпровідниках. Магнітні властивості речовини під час *мікроскопічних* процесів зумовлено внутрішніми («прихованими») формами руху електричних зарядів, які можна точно описати лише у квантовій механіці. Вважають, що мікроскопічний магнітний диполь створюється за рахунок таких процесів:

- зміни орбітального моменту електронної оболонки атома (іона, молекули), яка приводить до діамагнітної складової намагніченості;
- «власного обертання», тобто *спіну* самих електронів, який зумовлює утворення парамагнітної та феромагнітної складових намагніченості;
- наявності магнетизму в атомному ядрі, але ядерний магнетизм дуже слабкий.

Як приклад розглянемо прості атоми. В основному стані *атома водню* (тобто в $1s$ -стані) орбітальний момент дорівнює нулю, тому магнітний момент зумовлюється тільки самим спіном електрона. В *атомі гелію* (у стані $1s^2$) як спіновий, так і орбітальний моменти дорівнюють нулю, та можливий лише індукований зовнішнім полем момент. Те саме стосується і молекули водню H_2 .

В атомах, іонах або молекулах із повністю заповненими електронними оболонками й спіновий, і орбітальний моменти дорівнюють нулю, а якщо електронні оболонки частково *незаповнені*, то моменти відмінні від нуля.

Отже, в атомних масштабах для електронів може бути два типи моментів («мікроскопічного струму»): орбітальні, зумовлені перенесенням центра ваги електронів у атомі; спінові, зумовлені власним моментом електронів. Відповідно, характеристикою магнетизму є *орбітальний* і *спіновий* магнітні моменти електронів.

Протони й нейтрони також мають магнітні моменти, але ядерний магнетизм порівняно з електронним вкрай малий (приблизно у тисячу разів менший), оскільки власні магнітні моменти обернено пропорційні масам частинок. З огляду на це магнітні властивості речовини визначаються переважно електронами, оскільки електрон приблизно на три порядки легший від найлегшого атомного ядра – протона. Проте в окремих випадках – рідкісних, але значущих для спеціальних досліджень і застосувань у фізиці, хімії та біології, – ядерний магнетизм становить значний інтерес. Важливими насамперед для медичних досліджень є ефект *ядерного магнітного резонансу* та *ефект розмагнічування ядер*, який застосовують для глибокого охолодження і досягнення наднизьких температур.

Енергія *магнітної взаємодії* мікроскопічних частинок, хоч і менша за енергію їх *електричної взаємодії*, є все ж таки достатньо великою, щоб впливати на структуру речовини. Оскільки будь-яка стабільна система *прагне до мінімуму енергії*, то й у речовинах власні магнітні моменти виявляються здебільшого компенсованими. Наприклад, в електронному спектрі кристала електрони прагнуть зайняти найнижчі з можливих рівнів енергії, причому на кожному рівні розміщуються *по два електрони з протилежними значеннями спіну* (принцип Паулі). У результаті цього спінові магнітні моменти для **цілком заповнених** орбіталей (з двома, шістьма, десятьма, чотирнадцятьма електронами) повністю компенсовані. Електронні орбіталі атомів речовини зазвичай заповнюються («самоорганізуються») парною кількістю електронів з якнайповнішою компенсацією магнітного моменту (заповнені *s*-, *p*-, *d*-, *f*-оболонки містять 2, 6, 10, 14 електронів відповідно). Проте інколи у стабільних, але незаповнених *d*- і *f*-оболонках атомів можуть розміщуватися електрони з некомпенсованим спіновим магнітним моментом.

У XIX столітті Фарадей установив два основні ефекти впливу зовнішнього магнітного поля на речовини.

По-перше, відповідно до закону електромагнітної індукції зовнішнє магнітне поле *завжди* створює в речовині такий індукційний мікроскопічний електричний струм, магнітне поле якого напрямлено *проти* по-

чаткового поля. Таким чином, у речовині завжди виникає створюваний зовнішнім полем магнітний момент, направлений протилежно зовнішньому полю. Фарадей назвав цей ефект **діамагнетизмом**, де префікс «діа-» означає розбіжність силових ліній магнітного поля, яке прагне обгинати діамагнетик (рис. 1.2, *а*), тому він *відштовхується від будь-яких полюсів постійного магніту* й виштовхується з неоднорідного магнітного поля (однак з невеликою силою, оскільки ефект зазвичай слабкий).

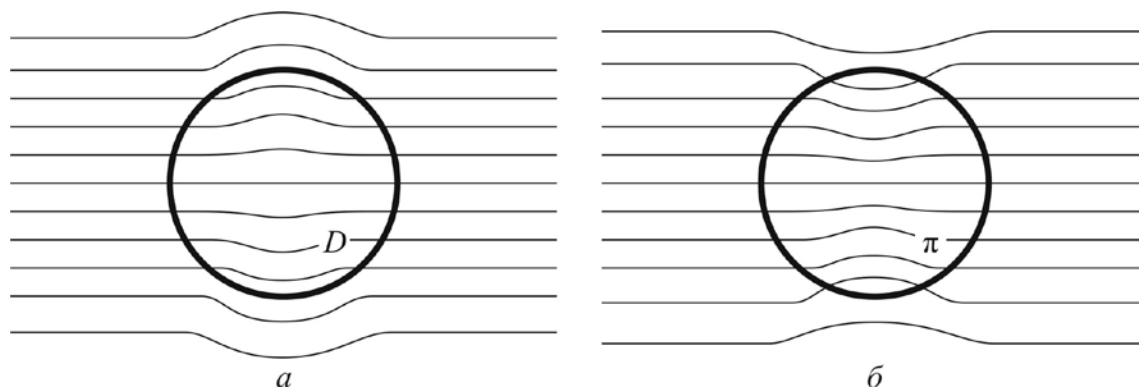


Рис. 1.2. Вплив на силові лінії магнітного поля:
а – діамагнетика (*D*); *б* – парамагнетика (*π*)

По-друге, якщо атом стабільно має відмінний від нуля магнітний момент (або спіновий, або орбітальний, або той і той), то зовнішнє магнітне поле прагнучиме орієнтувати його *вздовж* свого напрямку. В результаті цього виникає паралельний зовнішньому полю магнітний момент, названий Фарадеєм **парамагнітним**, де префікс «пара-» означає узгодженість наведеного магнетизму із силовими лініями магнітного поля, що мають у парамагнетику більшу густину, ніж у вакуумі. Магнітне поле немовби «втягується» у парамагнетик (рис. 1.2, *б*). Парамагнетики *притягуються до будь-яких полюсів постійного магніту*. Оскільки явище діамагнетизму існує завжди, то таке притягання свідчить про перевагу парамагнетизму над діамагнетизмом у більшості тих речовин, у яких спостерігаються обидва ефекти.

Залежність намагніченості від напруженості магнітного поля ($M = \chi H$) для деяких типових випадків показано на рис. 1.3. Індукований у речовині зовнішнім полем магнітний момент може бути як додатним, так і від'ємним. На рис. 1.3, *а* наведено залежність індукованої

магнітним полем намагніченості діамагнетиків і парамагнетиків від H . Для отримання помітного ефекту в цих слабких магнетиках потрібні дуже великі поля (сотні ерстедів).

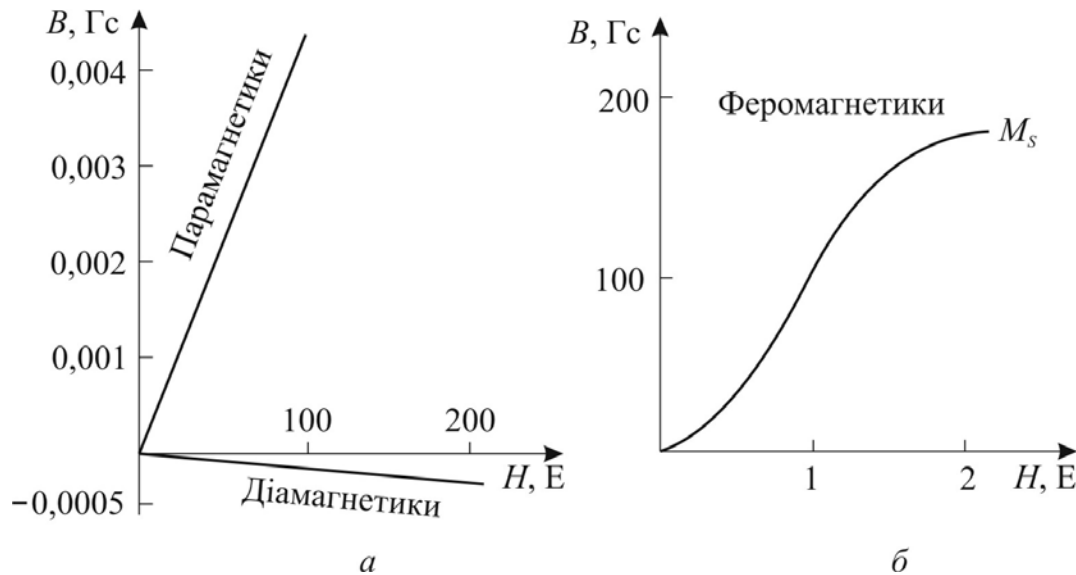


Рис. 1.3. Залежність індукованого магнітного моменту від прикладеного ззовні магнітного поля: а – діа- й парамагнетики; б – ферромагнетики

Істотно впливати на магнітні властивості речовини можуть також **внутрішні взаємодії** (як електричної, так і магнітної природи) між частинками – носіями магнітного моменту (атомами, іонами, молекулами). Завдяки цим взаємодіям іноді виявляється енергетично вигіднішою така ситуація, за якої речовина має **мимовільну** впорядкованість (без дії зовнішнього магнітного поля) в орієнтації магнітних моментів частинок, – атомний магнітний порядок. У цьому разі виникає **сильний магнетизм**.

Залежність індукованої намагніченості ферромагнетика від магнітного поля показано на рис. 1.3, б, на якому бачимо, що навіть за напруженості поля $H = 1$ Е магнітна індукція виявляється в тисячі разів більшою, ніж у діа- або парамагнетиках.

У діамагнетиках власних магнітних моментів немає – намагнічування індукується зовнішнім полем. Парамагнетизм зумовлюється саме наявністю власних магнітних моментів, але вони без дії магнітного поля не є впорядкованими, як показано на рис. 1.4, а. Намагнічування в парамагнетиках індукується зовнішнім магнітним полем через орієнтацію вже існуючих власних магнітних моментів.

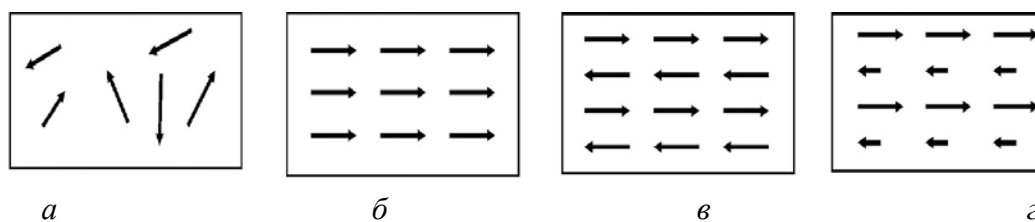


Рис. 1.4. Схеми впорядкування магнітних моментів окремих атомів:
а – парамагнетик; *б* – феромагнетик; *в* – антиферомагнетик; *г* – феримагнетики

Магнітна структура твердого тіла характеризується також різними видами мимовільної (спонтанної) впорядкованості. Кристали й полікристали, власні атомні магнітні моменти яких орієнтовані паралельно один одному, називають **феромагнетиками** (рис. 1.4, б).

Відповідно **антиферомагнетиками** називають речовини, у яких сусідні атомні магнітні моменти розміщені антипаралельно (рис. 1.4, в). Антиферомагнетизм і феромагнетизм можуть співіснувати в одному кристалі – це означає, що антиферомагнітна компенсація атомних магнітних моментів виявляється неповною (рис. 1.4, г). Такий дуже важливий для технічних застосувань випадок магнетизму називають **феримагнетизмом**, а відповідні речовини – **феритами**. Крім порівняно простих колінеарних фero-, антифero- й феримагнітних атомних структур, показаних на рис. 1.4, б, в, г, спостерігаються і більш складні – неколінеарні магнітні структури (наприклад, гвинтові, трикутні).

Таким чином, магнітні властивості речовини можна умовно поділити на **слабкий магнетизм** (діамагнетизм, парамагнетизм) та **сильний магнетизм** (феромагнетизм, антиферомагнетизм і феримагнетизм).

Намагнічування речовини істотно відрізняється від її електричної поляризації, за електричної поляризації діелектриків статичне значення діелектричної сприйнятливості *завжди* є додатним ($\chi > 0$), тому завжди статична діелектрична проникність $\epsilon > 1$. Однак у разі намагнічування речовини, залежно від природи магнетизму, магнітна сприйнятливість χ може бути як додатною, так і від’ємною, статична магнітна проникність μ може бути як більшою за одиницю, так і меншою від одиниці. Надпровідники (питомий електричний опір яких $\rho \rightarrow 0$) характеризу-

ються також значенням $\mu = 0$ (тобто в них $\chi = -1$), будучи немовби «ідеальними» діамагнетиками.

Складність атомної структури речовин, побудованих із безлічі різноманітних частинок, зумовлює численні форми їх магнітних структур. Розглядаючи властивості твердих тіл у магнітному полі, для них уживають загальний термін «*магнетики*». Взаємозв'язок магнітних властивостей речовин з їх немагнітними властивостями (електричними, механічними, оптичними та ін.) дозволяє використовувати дослідження магнітних властивостей як джерело інформації про внутрішню структуру мікрочастинок і тіл макроскопічних розмірів.

2. НЕВПОРЯДКОВАНІ МАГНЕТИКИ

За характером взаємодії з магнітним полем і внутрішньою магнітною структурою речовини поділяють на магнітновпорядковані й магнітнєвпорядковані. Магнітні властивості магнітновпорядкованих речовин проявляються сильно, що зумовлює їх широке застосування у техніці, тоді як магнетизм магнітнєвпорядкованих твердих тіл дуже слабкий.

Терміни «слабкий» і «сильний» магнетизм умовні й наведені в інженерному розумінні цих явищ. Справді, у слабких магнетиках відносна магнітна проникність $\mu \approx 1$ мало відрізняється від вакууму, де $\mu = 1$. Натомість у «сильних» магнетиках значення μ може бути великим і дуже великим – іноді воно сягає сотень тисяч. Для більшості інженерних розрахунків, пов'язаних із поширенням, уповільненням або поглинанням електромагнітних хвиль у кристалах, слабким магнетизмом можна нехтувати.

Однак у кріогенній техніці саме завдяки слабкому парамагнетизму можна досягнути наднизьких температур. Так само в техніці фізичного експерименту (і в медицині) методи електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) й ядерного магнітного резонансу (ЯМР) є найважливішими методами дослідження і діагностики, хоча й використовується за цих умов слабкий магнетизм.

2.1. Діамагнетизм

Температурну залежність магнітної сприйнятливості χ для різних проявів слабого магнетизму показано на рис. 2.1. Електрон, який рухається навколо ядра по замкненій орбіті, під впливом зовнішнього магнітного поля змінює свою траєкторію так, що нова траєкторія його руху стає спіралеподібною. Саме із цим явищем пов'язаний діамагнетизм.

Згідно з класичним уявленням фізична природа діамагнетизму полягає у виникненні індукованих зовнішнім магнітним полем незгасальних

вихрових мікроскопічних струмів унаслідок спірального обертання електронів по замкнених орбітах зі змінною кутовою швидкістю.

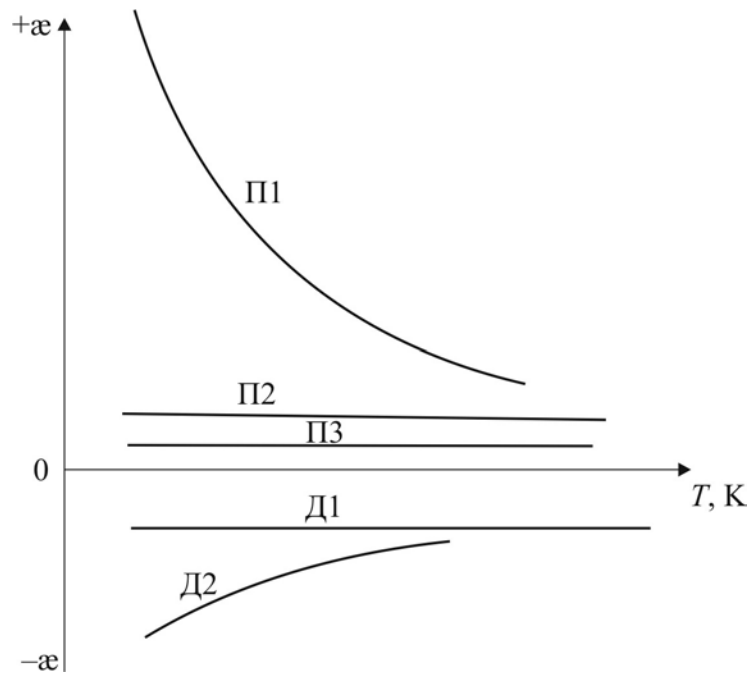


Рис. 2.1. Температурна залежність магнітної сприйнятливості у разі слабого магнетизму:

П1 – ланжевєнівський парамагнетик з $\chi(T)$, що змінюється за законом Кюрі;

П2 – парамагнетизм у металах; П3 – Ван-Флеківський парамагнетизм;

Д1 – діамагнетизм; Д2 – діамагнетизм у фулеритах і нанотрубках

Діамагнетизм становить достатньо слабкий відгук речовини на прикладене ззовні магнітне поле, оскільки магнітна сприйнятливість із проявом діамагнетизму невелика: $\chi = -(10^{-5} \dots 10^{-6})$, де знак « $-$ » свідчить про те, що за діамагнетизму індукований магнітний момент направлений *зустрічно* прикладеному полю H , тому діамагнетизм **послаблює** магнітну індукцію B у речовині порівняно з індукцією у вакуумі. Як уже було показано на рис. 1.2, діамагнетик «виштовхує» із себе магнітне поле, але зазвичай ефект діамагнетизму дуже слабкий, тому $\mu = 0,99999 \dots \approx 1$, як і у вакуумі.

Загальним механізмом намагнічування для *всіх* речовин є **ларморівський діамагнетизм**, що виникає за рахунок прецесії електронних орбіталей атомів та іонів. Така прецесія в зовнішньому магнітному полі H відбувається *завжди*, як прояв фундаментальних властивостей електронів, які рухаються орбітою (теорема Лармора, рис. 2.2). У магнітному

полі виникає «гальмування» – колова частота обертання електрона ω зменшується на величину $\Delta\omega$. Нормаль до площини орбіти описує конус навколо вектора магнітного поля \mathbf{H} з постійною кутовою швидкістю прецесії.

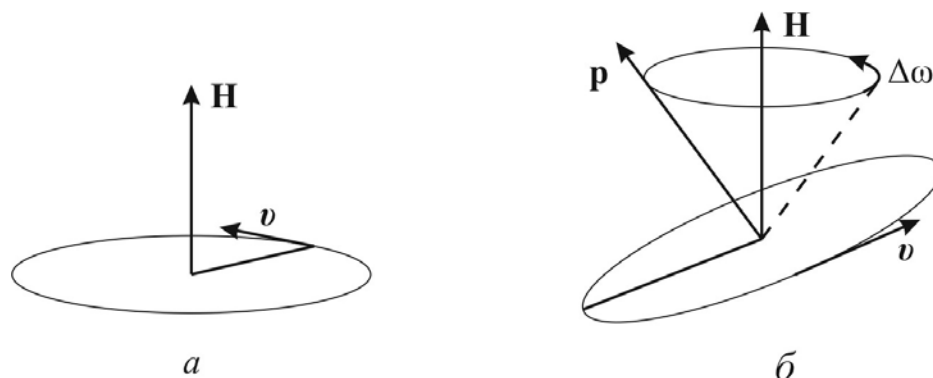


Рис. 2.2. Ларморівська прецесія електронної орбіти в магнітному полі, яка приводить до діамagnetизму:

a – орбіта електрона, яка рухається зі швидкістю v , перпендикулярна до магнітного поля \mathbf{H} ; *б* – орбіта електрона нахилена до поля так, що дія магнітного поля зумовлює прецесію орбіти

Таким чином, діамagnetизм пов'язаний з орбітальним рухом електронів, що відбувається як в атомах, так і в іонах (де орбітальний рух здійснюють електрони атомних остовів). Діамagnetизм зумовлює незначне зменшення кутової швидкості орбітального руху з введенням атома в магнітне поле. Цей ефект пояснимо, виходячи з таких загальних міркувань. Рух електрона орбітою можна розглядати як замкнений струм. У разі внесення контуру зі струмом у магнітне поле, згідно із законом електромагнітної індукції Фарадея, у ньому виникає додаткова електрорушійна сила (ЕРС), у результаті чого сила струму в контурі змінюється, і з'являється додатковий магнітний момент. Відповідно до відомого у фізиці принципу Ле-Шательє цей момент напрямлений так, щоб протидіяти зовнішньому полю, яке зумовлює індукцію, тобто індукований момент напрямлений *проти поля*, що за визначенням є основною ознакою діамagnetика. З принципу Ле-Шательє також впливає, що діамagnetик має виштовхуватися з магнітного поля.

Оскільки електронні оболонки атомів та іонів майже не залежать від температурних коливань кристалічної ґратки, то й діамagnetна

напрямленисть, маючи від'ємне значення, слабо змінюється залежно від температури (рис. 2.1, крива Д1). У цьому сенсі діамагнетизм, наведений зовнішнім магнітним полем H , нагадує електричну поляризацію зміщення електронних орбіталей, індуковану зовнішнім електричним полем E . Справді, діелектрична сприйнятливість $\chi_{\text{ел}}$ за електронної поляризації також не залежить від температури, але залишається додатною (на відміну від діамагнітної сприйнятливості χ). Для різних кристалів $\chi_{\text{ел}} = 0,8 \dots 3$, тому $\epsilon_{\text{ел}} = 1,8 \dots 4$, що істотно відрізняється від діелектричної проникності вакууму ($\epsilon = 1$).

У металах, окрім ларморівського, наявний діамагнетизм Ландау, який полягає у квантуванні руху вільних електронів провідності у магнітному полі й теж характеризується малим значенням магнітної сприйнятливості ($\chi \sim -10^{-5}$), а також інші види діамагнетизму, які у цьому посібнику не розглядатимемо.

До речовин з діамагнітними властивостями належать такі:

- усі речовини, атоми, іони або молекули яких не мають власного результуючого магнітного моменту;
- органічні сполуки з неполярним зв'язком, у яких молекули чи радикали або не мають магнітного моменту, або парамагнітний ефект у них пригнічений діамагнітним; у цих сполуках $\chi \approx -(10^{-5} \dots 10^{-6})$ і має помітну анізотропію;
- кристалічні речовини, зокрема деякі метали (Zn, Au, Hg тощо), сплави металів і хімічні сполуки, в іонних остовах яких переважає діамагнетизм (іони, подібні до атомів інертних газів: Li^+ , Be^{2+} , Cl^- та ін.).

Отже, діамагнетизм **властивий усім речовинам**, але є переважним видом магнетизму в речовинах із заповненими електронними оболонками (багато діелектриків, напівпровідники, деякі метали). Наприклад, для кристалів германію $\chi = -8 \cdot 10^{-6}$, для кремнію $\chi = -3 \cdot 10^{-6}$, для міді $\chi = -6 \cdot 10^{-6}$, для срібла $\chi = -22 \cdot 10^{-6}$, для золота $\chi = -30 \cdot 10^{-6}$.

Однак є тверді тіла, у яких діамагнетизм проявляється порівняно сильно, – це вісмут, сурма, графіт й інші напівметали. Наприклад, у вісмуті діамагнітна сприйнятливість не лише підвищена, але й анізотропна, неодна-

кова у напрямках різних осей кристалу: $\chi_a = -220 \cdot 10^{-6}$ та $\chi_c = -310 \cdot 10^{-6}$. Встановлено, що значення різниці $\chi_a - \chi_c$ періодично змінюється залежно від напруженості магнітного поля H (ефект де Гааза – ван Альфена). Збільшене від'ємне значення магнітної сприйнятливості ($-\chi$) спостерігається не тільки у графіті, але і в інших (нещодавно відкритих) модифікаціях вуглецю – фулеренах та вуглецевих нанотрубках. У цих матеріалах $-\chi$ значно зростає зі зниженням абсолютної температури (рис. 2.1, крива Д2).

Підсилення діамагнетизму в напівметалах може свідчити про тенденцію цих кристалів до переходу в надпровідний стан. Справді, оскільки надпровідник *цілком* виштовхує із себе магнітне поле (тобто у ньому $\mu = 0$), то і магнітній сприйнятливості надпровідника притаманне значення $\chi = -1$ (див. формулу (1.2)). Таке поведіння надпровідників спричиняють електричні струми, що проходять у їх тонкому поверхневому шарі (завтовшки близько 10^{-5} см). Ці струми екранують товщу надпровідника від зовнішніх магнітних полів, тому в масивному надпровіднику саме магнітне поле дорівнює нулю. Крім надпровідників, відомі й інші кристали, в яких проявляється «гігантський» діамагнетизм.

Таким чином, порівняно слабкий ефект діамагнетизму *властивий усім речовинам*, але за наявності більш сильного ефекту – парамагнетизму (який зазвичай характеризується набагато більшою магнітною сприйнятливістю) – сумарна магнітна сприйнятливість є додатною ($\chi > 0$). Такі речовини належать до *парамагнетиків*.

2.2. Парамагнетизм

Парамагнетизм характерний для тих речовин, структурні частинки (атоми, молекули, іони, атомні ядра) яких мають власний магнітний момент, але без дії зовнішнього поля ці моменти *орієнтовані хаотично*, тому в цілому намагніченість дорівнює нулю ($M = 0$). У зовнішньому магнітному полі H магнітні моменти структурних частинок парамагнетика орієнтуються переважно у напрямку поля, причому з підвищенням інтенсивності прикладеного поля намагніченість парамагнетиків лінійно зростає (див. формулу (1.2)).

Якщо зовнішнє магнітне поле стає достатньо великим, то всі магнітні моменти парамагнітних частинок орієнтуються строго по полю, тому й залежність $M(H)$ стає нелінійною, у результаті чого спостерігається *магнітне насичення* (рис. 2.3).

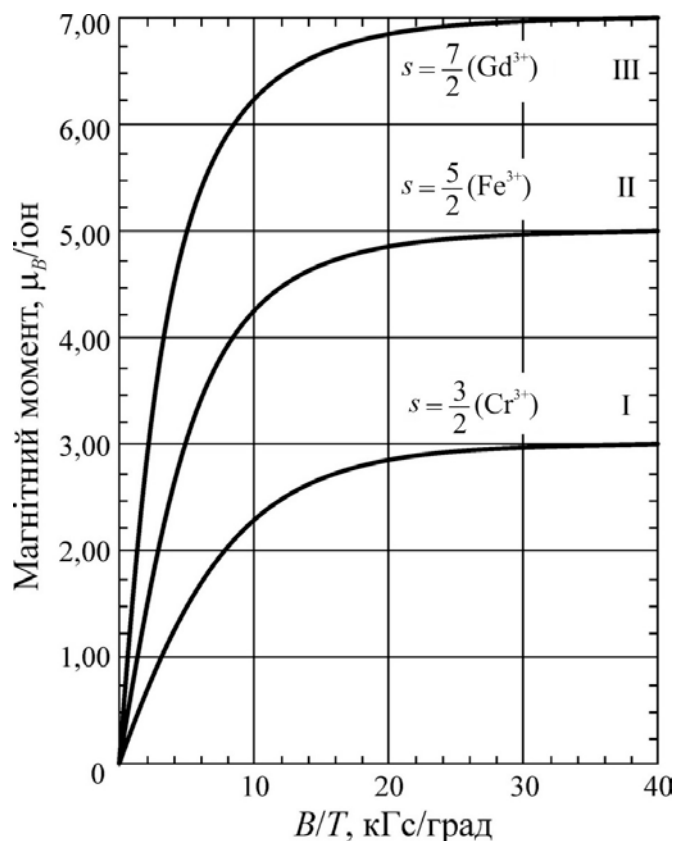


Рис. 2.3. Залежність магнітного моменту в парамагнетиках від сильного магнітного поля:

I – хромокалієвий галун; II – залізоамонієвий галун; III – сульфат гадолінію;

s – кількість спінів

Магнітні моменти в атомах або іонах, які зумовлюють парамагнетизм речовин, можуть спричинятись як спіновим моментом самих електронів (*спіновим парамагнетизмом*), так і рухом електронів навколо ядра атома (*орбітальним парамагнетизмом*). Слід зазначити, що магнітні моменти ядер атомів приводять до *ядерного парамагнетизму*, але ядерний ефект набагато слабший від електронного, оскільки магнітний момент частинки тим менший, чим більша її маса. У результаті цього сумарні магнітні моменти атомів, іонів, молекул створюються переважно їх електронами, моменти яких у тисячі разів перевищують магнітні моменти атомних ядер.

Температурну залежність парамагнітної сприйнятливості для трьох найбільш важливих механізмів електронного парамагнетизму атомів показано на рис. 2.1.

Відповідно до механізму Ланжевена–Кюрі парамагнітна сприйнятливість підвищується у процесі охолодження кристала за законом Кюрі: $\chi \sim K/T$, де K – константа Кюрі. У разі механізму Паулі парамагнітна сприйнятливість хоч і перевищує діамагнітну, але не залежить від температури. Відомий також парамагнетизм Ван Флека (характерний для деяких молекулярних сполук), за якого магнітна сприйнятливості χ теж невелика й від температури майже не залежить.

2.2.1. Механізм Ланжевена–Кюрі

Причиною існування власних магнітних моментів атомів та іонів є передусім некомпенсовані в *незаповнених d- або f-орбіталях* спінові моменти електронів. Наприклад, у *перехідних металах*, поданих у табл. 2.1 (для спрощення розглянуто лише вільні атоми), магнітні моменти генеруються 3d-елекtrонами в M-оболонці атомів. Наведені міркування можна поширити й на тверді тіла, в 1 см³ яких міститься близько 10²³ атомів.

Таблиця 2.1

Електронна будова атомів з d-орбіталями

Елемент		K (n = 1)		L (n = 2)		M (n = 3)		N (n = 4)	
Символ	Атомний номер	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p
K	19	2	2	6	2	6	–	1	–
Ca	20	2	2	6	2	6	–	2	–
Sc	21	2	2	6	2	6	1	2	–
Ti	22	2	2	6	2	6	2	2	–
V	23	2	2	6	2	6	3	2	–
Cr	24	2	2	6	2	6	5	1	–
Mn	25	2	2	6	2	6	5	2	–
Fe	26	2	2	6	2	6	6	2	–
Co	27	2	2	6	2	6	7	2	–
Ni	28	2	2	6	2	6	8	2	–
Cu	29	2	2	6	2	6	10	1	–
Zn	30	2	2	6	2	6	10	2	–

Із табл. 2.1 випливає, що в атомах K і Ca d -орбіталь зовсім не містить електронів, а в атомах Cu і Zn ця орбіталь цілком заповнена (спінові магнітні моменти електронів попарно скомпенсовані). Це означає, що **атоми** K, Ca, Cu і Zn не є парамагнітними.

В інших наведених у табл. 2.1 атомах d -орбіталь повністю не заповнена. Точні розрахунки ймовірності розподілу $3d$ -електронів є складними, однак важливі наслідки розподілу цих електронів можуть бути виражені правилами Хунда, згідно з якими $3d$ -електрони мають тенденцію розміщуватися відповідно до їх магнітних спінів.

Правила Хунда, застосовані до електронів електронної оболонки певного атома, визначають характер заповнення електронами енергетичних рівнів у атомі. Відповідно до цих правил для основного стану мають виконуватися такі вимоги:

1) максимальне значення повного спіну S – узгоджуватися з принципом Паулі;

2) максимальне значення орбітального моменту кількості руху L (орбітального кутового моменту) – узгоджуватися зі значенням S ;

3) значення повного моменту кількості руху J (повного кутового моменту) – відповідати $|L - S|$, якщо оболонка заповнена електронами менш ніж наполовину, і $L + S$, якщо оболонка заповнена електронами більш ніж наполовину. (Коли в оболонці заповнено рівно половину місць, то застосування першого правила приводить до $L = 0$, тобто $J = S$).

В основу першого правила Хунда покладено принцип Паулі й кулонівське відштовхування між електронами. Принцип Паулі не допускає, щоб в одному й тому самому місці в певний момент перебували два електрони з однаковими напрямками спінів. Вони мають бути розділеними у просторі, тоді їх буде більше, порівняно з електронами протилежних напрямків спінів.

Однак унаслідок кулонівської взаємодії енергія електронів з однаковими напрямками спінів знижується, тобто середня потенціальна енергія паралельно орієнтованих спінів може бути меншою, ніж антипаралельних. Наприклад, у $3d$ -оболонці іона Mn^{2+} є п'ять електронів, а отже вона запов-

нена рівно наполовину. Спіни цих електронів можуть бути паралельними (однонапрямленими), якщо електрони займають різні стани, тобто є п'ять різних дозволених станів, що характеризуються орбітальними квантовими числами $m = 2, 1, 0, -1, -2$. Кожен із цих станів може бути зайнятим одним електроном. У цьому разі повний спін S має дорівнювати $\frac{5}{2}$, а оскільки $\sum m = 0$, то єдино можливе значення для L дорівнює нулю, що і підтверджено експериментально.

Орієнтацію спінів у першому періоді перехідних металів схематично показано на рис. 2.4. Гранична кількість $3d$ -електронів – десять, тому в d -оболонці до п'яти електронів (як у разі марганцю і хрому) можуть мати **однакову орієнтацію спінів**, перш ніж почнеться заповнення рівня електронами з протилежною орієнтацією. Квантово-механічні розрахунки показують, що для перехідних металів однакова орієнтація спінів п'яти електронів у d -оболонці відповідає меншій енергії (більш стабільному стану). У разі хрому, наприклад, виникає електронна конфігурація $3d^5 4s^1$, а не $3d^4 4s^2$, аналогічно атом міді має конфігурацію електронів $3d^{10} 4s^1$, а не $3d^9 4s^2$, як можна було б припустити.

Z		$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$	$3d$					$4s$
19	K		<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
20	Ca		<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
21	Sc	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
22	Ti	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
23	V	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
24	Cr	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
25	Mn	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
26	Fe	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
27	Co	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
28	Ni	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
29	Cu	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
30	Zn	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>

Рис. 2.4. Розміщення спінів електронів у орбіталях перехідних металів

Оскільки магнітні властивості атомів зумовлені насамперед спінами електронів, то й некомпенсована орієнтація спінів (рис. 2.4) дозволяє оцінити значення магнітного моменту атома. Наприклад, вільний атом титану має магнітний момент двох спінів (два магнетони Бора, $2\mu_B$), а вільний атом кобальту – момент трьох спінів ($3\mu_B$). $3d$ -електрони в атомах можуть розміщуватися зі збереженням паралельної орієнтації спінів, другий електрон у кожному стані орієнтований антипаралельно.

Дотепер розглядали тільки магнітні моменти *атомів*. Натомість *іони* $3d$ -металів зазвичай характеризуються змінною валентністю і залежно від цього мають **різні спінові моменти**, що дуже важливо для синтезу магнітних матеріалів різного призначення. Як приклад на рис. 2.5 показано розподіл спінових моментів у d -орбіталях двох різних іонів заліза Fe^{2+} і Fe^{3+} порівняно з атомом заліза (Fe). Двовалентне залізо має магнітний момент близько $4\mu_B$ (μ_B – магнетон Бора), у той час як тривалентне залізо характеризується моментом $5\mu_B$. Слід зауважити, що зображена на рис. 2.5 модель є спрощеною, оскільки в ній не враховано *спін-орбітальної взаємодії*. Якщо враховано цю взаємодію, то магнітний момент Fe^{2+} характеризується величиною $5,4\mu_B$, а Fe^{3+} – $5,9\mu_B$.

	$3d$					$4s$	
Fe	$\uparrow\downarrow$	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow	$\uparrow\downarrow$	Атоми й іони рідкісноземельних елементів (РЗЕ), з постійною валентністю +3, мають також і некомпенсовані спінові моменти, але у f -орбіталях. Іони різних рідкісноземельних елементів достатньо близькі за своїми
Fe^{2+}	$\uparrow\downarrow$	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow		
Fe^{3+}	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow		

Рис. 2.5. Розподіл спінів $3d$ -електронів у дво- і тривалентних іонах заліза

хімічними властивостями, оскільки їх зовнішні електронні оболонки ідентичні – всі вони мають конфігурацію $5s^25p^6$ (подібну до тієї, яку має нейтральний атом ксенону). Радіуси тривалентних іонів у міру переходу від одного елемента групи до другого плавно скорочуються від $1,11 \text{ \AA}$ для церію до $0,94 \text{ \AA}$ для ітербію. Це явище називають **лантаноїдним стисненням**, завдяки якому можна у великих межах керувати власти-

востями кристалів, що містять рідкісноземельні елементи, підбираючи для кристалів потрібний радіус тривалентного іона.

Експериментально визначені магнітні моменти іонів рідкісноземельних елементів наведено в табл. 2.2. Дробові значення цих моментів, як і у разі перехідних металів, зумовлені спін-орбітальною взаємодією, яку в простій моделі не враховують.

Таблиця 2.2

Експериментально отримані для лантаноїдів числа магнетонів Бора

Іон РЗЕ	La ³⁺	Ce ³⁺	Pr ³⁺	Nd ³⁺	Pm ³⁺	Sm ³⁺	Eu ³⁺	Gd ³⁺	Tb ³⁺	Dy ³⁺	Ho ³⁺	Er ³⁺	Tm ³⁺	Yb ³⁺	Lu ³⁺
Момент, μ_B	0	2,4	3,5	3,5	–	1,5	3,4	8,0	9,5	10,6	10,4	9,5	7,4	4,5	0

Іони рідкісноземельних елементів мають яскраво виражені магнітні властивості. У лантані (La), з якого починається група рідкісноземельних елементів, оболонка 4f порожня, в церії (Ce) в 4f-оболонці вже є два електрони. Далі кількість 4f-електронів послідовно збільшується в кожному наступному елементі групи аж до ітербію (Yb) і лютецію (Lu) з 14 електронами в заповненій 4f-оболонці (рис. 2.6). Іони La³⁺ і Lu³⁺ є *діамагнітними*, а решта іонів рідкісноземельних елементів від Ce³⁺ до Yb³⁺ – *парамагнітними*.

Відмінність магнітних властивостей іонів групи рідкісноземельних елементів від перехідних (3d) металів полягає в тому, що спінові моменти 4f-електронів сховані у *внутрішній електронній оболонці рідкісноземельного елемента*, радіус якої становить близько 0,3 Å. З огляду на це широко застосовувані в техніці феримагнітні матеріали (ферити), синтезовані на основі рідкісноземельних елементів, мають високу електромагнітну добротність (тобто малі втрати електромагнітної енергії). Причина цього полягає в тому, що зв'язок активної «магнітної підсистеми», яка збуджується у феритах зовнішнім електромагнітним полем, з тепловими фононами (коливаннями кристалічної ґратки, у яких втрачається частина прикладеної електромагнітної енергії) є слабким, тобто відбувається своєрідне «екранування» магнітноактивної підсистеми від теплових коливань.

Z		4f	5s	5p	5d	6s
55	Cs					
56	Ba					
57	La					
58	Ce					
59	Pr					
60	Nd					
61	Pm					
62	Sm					
63	Eu					
64	Gd					
65	Tb					
66	Dy					
67	Ho					
68	Er					
69	Tm					
70	Yb					
71	Lu					
72	Hf					
73	Ta					

Рис. 2.6. Розміщення спінів електронів у орбіталях лантаноїдів

Значення магнітної сприйнятливості парамагнетиків можуть бути різними. Якщо парамагнетизм «електронного газу» металів (механізм Паулі) переважає над його діамагнетизмом (механізмом Ландау), то $\chi \sim +10^{-5}$: для натрію $\chi = +16 \cdot 10^{-6}$, для барію $\chi = +20 \cdot 10^{-6}$ і т. д.; для металів з незаповненими d - або f -оболонками парамагнітна сприйнятливість може сягати значення $\chi \sim +(10^{-4} \dots 10^{-3})$. Наприклад, для металевого титану $\chi = 160 \cdot 10^{-6}$, для урану $\chi = 400 \cdot 10^{-6}$ і т. ін. Іноді в хімічних сполуках на основі d - та f -металів парамагнітна сприйнятливість надзвичайно висока, сягає значення $\chi = 10^{-2}$; наприклад, для кристала MnCl_2 $\chi = 14\,350 \cdot 10^{-6}$, а для кристала CoCl_2 $\chi = 122\,000 \cdot 10^{-6}$.

Температурну залежність магнітної сприйнятливості парамагнетиків (див. рис. 2.1, крива П1) добре описує класична теорія Ланжевена,

згідно з якою магнітну сприйнятливість розраховують за формулою $\chi = \frac{Nm_a^2}{3k_B T}$, де N – кількість парамагнітних атомів у одному молі речовини; T – температура; k_B – стала Больцмана; m_a – магнітний момент атома. Цю формулу отримано методами статистичної фізики для системи невзаємодійних атомів, що перебувають у слабкому магнітному полі за достатньо високої температури (коли $m_a H < k_B T$).

Таким чином, з підвищенням температури в разі незмінної напруженості поля підсилюється дія теплового руху (який дезорієнтує магнітні моменти частинок), і магнітна сприйнятливість парамагнетиків знижується за законом Кюрі: $\chi \sim \frac{K}{T}$, де K – стала Кюрі. Аналогічною температурною залежністю характеризується й діелектрична сприйнятливість χ системи невзаємодійних електричних диполів: $\chi \sim \frac{K}{T}$. Слід зауважити, що і провідність металів залежить від температури за законом $\sigma \sim \frac{K}{T}$ через розсіювання електронів на теплових коливаннях ґраток та, як наслідок, зниження дрейфової швидкості електронів. Отже, причиною типової залежності електричних і магнітних параметрів речовини (температурного зниження χ , χ та σ за законом $\frac{K}{T}$) є зростання інтенсивності теплових коливань (фононів) з підвищенням температури. Фонони спричиняють розупорядкування як магнітного, так і діелектричного диполів, а також зниження дрейфової швидкості електронів.

Закон Кюрі виконується в порівняно слабких магнітних полях. У сильних магнітних полях або за низьких температур (коли $m_a H > k_B T$) намагніченість парамагнітних діелектриків нелінійно наближається до Nm_a (відбувається «насичення», тобто майже всі магнітні моменти вже орієнтовані). Відхилення від закону Кюрі, зокрема закон Кюрі–Вейсса для χ і χ вище від точки фазового переходу феромагнетиків і сегнетоелектриків, зазвичай спричиняє **взаємодія** магнітних або електричних диполів.

Парамагнітними можуть бути й хімічні сполуки, іони яких не мають магнітного моменту в основному стані. Причиною їх парамагнетизму є квантово-механічні особливості, зумовлені збудженими станами, що мають магнітний момент (*парамагнетизм Ван Флека*). Параметр χ у такому разі не залежить від температури, аналогічно до парамагнетизму електронного газу.

Експериментальні дослідження парамагнетизму проводять здебільшого методом *електронного парамагнітного резонансу*. Цей поширений у фізиці твердого тіла метод дозволяє визначати магнітні моменти окремих атомів, іонів і молекул, а також вивчати структуру складних молекул та молекулярних комплексів. Парамагнітні речовини використовують у техніці для досягнення наднизьких температур (парамагнітне охолодження).

2.2.2. Механізм Паулі

Оскільки електрон має магнітний момент, який приблизно дорівнює одному магнетону Бора, то можна було б очікувати, що *електрони провідності в металах* зроблять у намагніченість великий парамагнітний внесок, описуваний законом Кюрі: $\chi = \frac{N \mu_B^2}{3k_B T}$, де N – об'ємна кон-

центрація електронів, яка у металах дуже висока ($N \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$). Однак експериментальні дослідження показують, що насправді сприйнятливість χ нормальних (неферромагнітних) металів *не залежить від температури*, а її значення може становити лише близько 10^{-2} від того, яке визначається механізмом Ланжевена. Парамагнетизм електронів провідності виявляється настільки слабким, що в багатьох металах діамагнетизм переважає над парамагнетизмом.

Як показав Паулі, слабкість парамагнетизму вільних електронів у металі пояснює квантова теорія, враховуючи, що електрони в металі підпорядковуються статистиці Фермі–Дірака.

Магнітний момент атома у «вільному просторі» виражається формулою $m = \gamma \hbar J = g \mu_B J$, де $\hbar J$ – повний момент кількості руху, що дорів-

нює сумі орбітального моменту $\hbar L$ і спінового моменту $\hbar S$. Магнетон Бора, який розраховують як $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$, достатньо близький до спінового моменту вільного електрона. Сталою γ є відношення магнітного моменту до механічного моменту, її називають *магнітомеханічним* (або *гіромагнітним*) відношенням.

Для систем електронів величину g обчислюють як $g = \frac{\gamma\hbar}{\mu_B}$ і називають *g-фактором*, або *фактором спектроскопічного розщеплення*, який є відношенням магнітного моменту системи, вираженого у магнетонах Бора, до моменту кількості руху системи, вираженого в одиницях \hbar . Для електронного спіну $g = 2,0023$, але зазвичай вважають, що $g = 2,00$. Енергетичні рівні спіну вільного електрона (без орбітального моменту) в магнітному полі H розщеплюються на значення $\delta E = \pm\mu_B H$ (рис. 2.7). Магнітне поле прикладено у напрямку, що збігається з додатною віссю z . Для електрона напрямок магнітного моменту m протилежний напрямку спіну s , тому $m = g\mu_B s$. У низькоенергетичному стані магнітний момент паралельний магнітному полю.

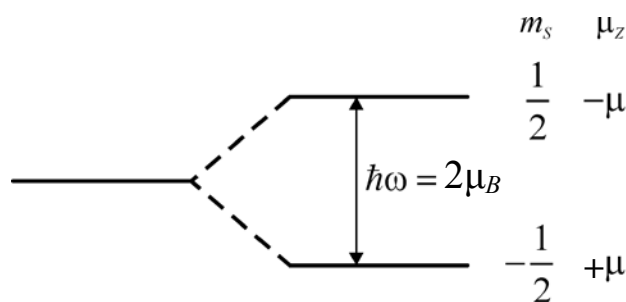


Рис. 2.7. Схема розщеплення енергетичних рівнів для одного електрона з урахуванням тільки спінового моменту кількості руху

Внутрішнє кристалічне магнітне поле так само, як і зовнішнє, приводить до розщеплення рівнів. Треба зауважити, що поведження сполук $3d$ -елементів (наприклад, оксидів, солей) відрізняється від поведження $4f$ -елементів, у яких $4f$ -орбіталі містяться глибоко під $5s$ - і $5p$ -орбіталями й достатньо «екрановані» від електричних впливів. Навпаки, у хімічних сполуках $3d$ -елементів електрони d -орбіталей зазнають сильного впливу, створюваного сусідніми іонами – внутрішнім кристалічним полем. Розщеплення в цьому полі може зменшувати внесок в орбітальний магнітний момент.

Завдяки спин-орбітальній взаємодії спіновий момент може підсилити орбітальний момент у тому самому напрямку, тоді повний момент виявиться більшим за суто спіновий момент, і фактор $g > 2$. Експеримент показує, що цей випадок реалізується, коли $3d$ -оболонка іонів перехідних металів заповнена електронами більше, ніж наполовину, якщо ж вона заповнена менше, ніж наполовину, то фактор $g < 2$. Тільки у разі заповнення цієї оболонки електронами точно наполовину $g = 2$.

Пояснення температурної стабільності магнітної сприйнятливості, зумовленої слабким парамагнетизмом електронів провідності (див. рис. 2.1, лінія П2), ґрунтується на статистиці Фермі–Дірака, яка описує рух електронів у металах. У металах немає енергетичної щілини (забороненої зони), оскільки з $2N$ рівнів зайнята лише нижня половина, тоді як верхня – це вакантні стани, легко заповнювані в разі збудження електронів. Проте така щілина є у кристалі Si, оскільки всі стани цілком зайняті у валентній зоні.

Щільність станів $N(E)$ максимальна в середині зони, причому в нижній половині зони вона зростає за параболічним законом (рис. 2.8). Якщо

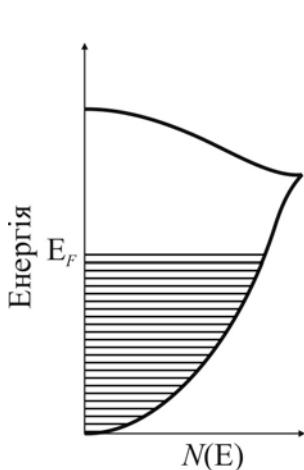


Рис. 2.8. Схематичний розподіл щільності станів одновалентного металу (для натрію)

немає нагрівання й інших активувальних факторів (наприклад, електричного поля), то електрони займають у зоні нижчі стани, а більш високі енергетичні рівні залишаються порожніми. Зайняті й порожні стани (рівні енергії) розділяє рівень Фермі з енергією E_F .

Магнітне поле змінює енергію електронів. Для пояснення цього припустимо, що показані на рис. 2.8 заповнені електронами стани розділено на дві підзони: у лівій підзоні поміщено електрони з напрямком спіну «вгору», а у правій – з напрямком спіну «вниз» (рис. 2.9, а). Без впливу магнітного поля

кількість цих станів однакова. На рис. 2.9, б схематично показано, як під дією зовнішнього магнітного поля утворюється надлишок станів зі спі-

нами, напрямленими «вгору», – це і є механізмом виникнення парамагнетизму Паулі.

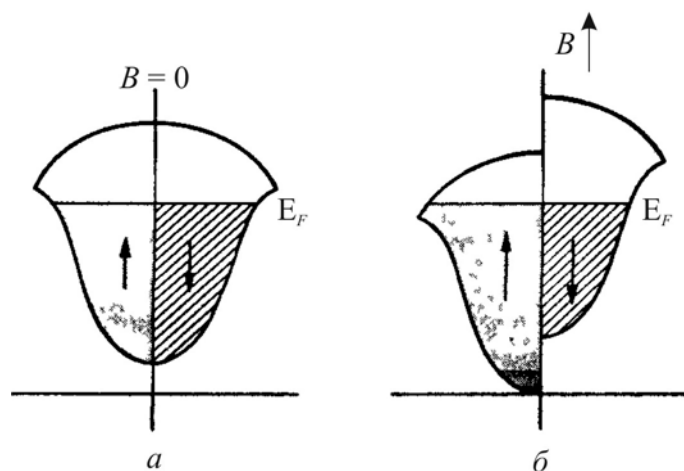


Рис. 2.9. Електронний парамагнетизм Паулі за температури 0 К:

a – без дії магнітного поля;

б – надлишкова орієнтація спінів у разі впливу поля B

Температурна залежність χ_P . У разі термічного збудження з енергією $k_B T$ межа зайнятих і вільних станів «розмивається» відповідно до розподілу Фермі:

$$F(E) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E - E_F}{k_B T} \right] \right\}^{-1}. \quad (2.1)$$

Для більшості електронів у металі ймовірність того, що спіновий момент під впливом зовнішнього поля повернеться в напрямку поля, дорівнює нулю, оскільки стани нижче від рівня Фермі зі спіном уздовж поля вже зайняті. Лише у невеликої частини електронів з енергіями $k_B T$ спіни мають змогу повернутися в напрямку поля, і в такий спосіб тільки частина від загальної кількості електронів (пропорційна $k_B T$) робить внесок у магнітну сприйнятливість.

З цієї причини парамагнітна сприйнятливість χ_P мала б зростати з підвищенням температури пропорційно значенню T . Однак діє і протилежний механізм: через температурні коливання кристалічної ґратки, інтенсивність якої також пропорційна T , парамагнітний внесок механізму χ_P має зменшуватися з підвищенням температури як $\frac{1}{T}$. У результаті

цього механізм Паулі приводить до температурної сталості парамагнітного внеску, як було показано на рис. 2.1 (лінія П2).

Оцінюючи магнітну сприйнятливість *металів*, необхідно враховувати, що вільними є тільки найбільш віддалені від ядер електрони атомів, і ці електрони підпадають під статистику Фермі (див. формулу (2.1)). Вільні електрони металу роблять як діамагнітний, так і парамагнітний внесок у сприйнятливість, але оскільки їх парамагнетизм зазвичай більший за діамагнетизм, сумарний внесок вільних електронів у сприйнятливість зазвичай має парамагнітний характер.

Діамагнетизм валентних електронів у металах є результатом впливу на них зовнішнього магнітного поля, яке діє на рухомі електрони, змушуючи їх переміщуватися між зіткненнями спіральними, а не прямолінійними траєкторіями. Цей ефект є діамагнітним, але він не настільки суттєвий.

Таким чином, парамагнетизм валентних електронів *більшості металів* робить невеликий внесок у магнітну сприйнятливість, яка не підпорядковується закону Кюрі й не залежить від температури. Справді, хвильові функції валентних електронів у твердому тілі вже не мають атомного характеру, але кожний помітний за імпульсом енергетичний стан валентного електрона має два спінові стани. У валентній зоні всі «глибинні» рівні (істотно нижчі від рівня Фермі) цілком заповнені електронами з протилежними спінами, тому ці електрони не можуть орієнтувати спінові моменти прикладеним ззовні магнітним полем. До такої переорієнтації здатна тільки невелика частина електронів у смузі $k_B T$ поблизу енергії Фермі, набагато більшої від теплової енергії: $E_F \gg k_B T$. Кількість електронів, здатних до переорієнтації зовнішнім магнітним полем, збільшується пропорційно температурі металу T , але сприйнятливість у цьому разі не зростає, оскільки тепловий рух руйнує орієнтацію спінів цих електронів з інтенсивністю $\frac{1}{T}$, що й пояснює температурну незалежність магнітної сприйнятливості вільних електронів металу.

Парамагнетизм d - і f -електронів у *перехідних металах і лантаноїдах* виявляється таким, що відповідає орієнтаційному механізму Ланжевена–Кюрі. Треба відзначити, що у перехідних металах, як бачимо на рис. 2.10, спостерігається значне зростання парамагнітної сприйнятливості в міру наближення їх порядкового номера до «тріади заліза» (Fe–Co–Ni). На початку ряду (див. рис. 2.4) калій і кальцій діамагнітні, оскільки в них d -оболонка не містить електронів. Так само у кінці ряду перехідних металів діамагнітними є мідь і цинк, оскільки їх d -оболонка цілком заповнена. Подібна ситуація спостерігається й у лантаноїдах (рис. 2.6): лантан (з порожньою f -оболонкою) і лютецій (із цілком заповненою f -оболонкою) – діамагнітні.

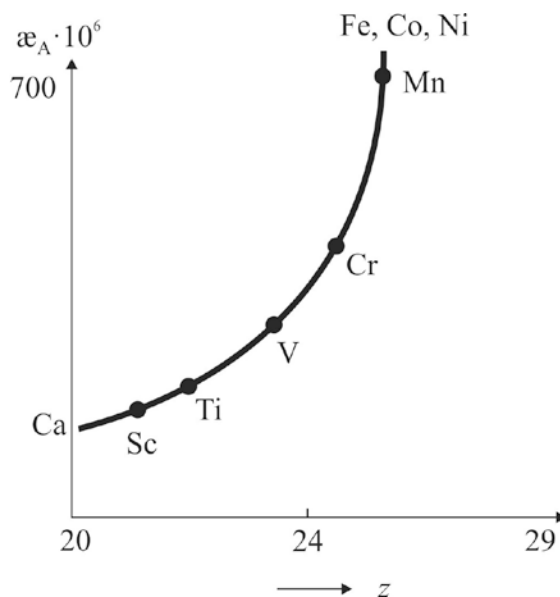


Рис. 2.10. Магнітна сприйнятливість перехідних металів четвертого періоду:
 z – номер елемента

2.3. Спін електронів і нуклонів

Якщо основною фізичною причиною діамагнетизму можна вважати орбітальний рух електронів у атомах та іонах, то парамагнетизм зумовлений спіновими моментами частинок.

Окрім заряду й маси, частинки характеризуються параметром «спін» (від англ. *spin* – «обертання» або «веретено»), який визначає їх магнітну й механічну властивості. Отже, частинки – електрон, протон і нейтрон – не можна зображувати як просто «нерухомі кульки», відповідно до класичних уявлень вони були б «навічно обертовими кульками». Однак швидкість їх обертання змінити неможливо, оскільки те, що спрощено трактують як «обертання», – це **внутрішня властивість** самих частинок. Електрон або протон не можуть змінити значення ні свого

спіну, ні своєї маси, ні заряду – в цьому проявляється *елементарність* цих частинок (хоча вони можуть брати участь у перетвореннях).

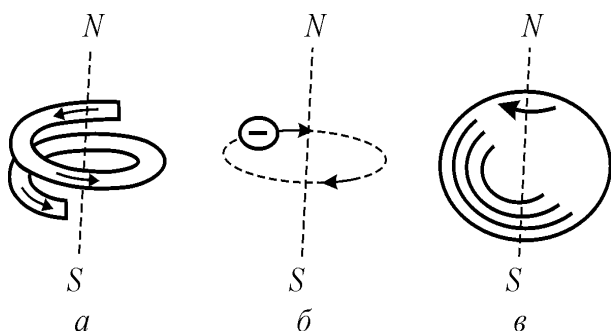


Рис. 2.11. Трактування магнітного моменту електрона як магнітного моменту колового струму:

- a* – виток соленоїда (котушка зі струмом);
б – заряджена частинка, що рухається коловою орбітою; *в* – заряджена обертова кулька

Класичні уявлення про спін, зображені на рис. 2.11, є вкрай спрощеними, наприклад, вони суперечать теорії відносності. Насправді спін – це не наслідок просторового обертання, а деяка властивість елементарної частинки, що визначає зокрема її *поводження в «колективі» навколишніх частинок*.

Проекції спінового моменту для одних частинок можуть бути лише цілими, а для інших – тільки півцілими; нульовий спіл зараховують

до цілих спінів.

З обертанням частинок має бути пов'язаний механічний момент кількості руху S , який виражають через сталу Планка: $S \approx 0,86 \hbar$. Точний вираз для механічного моменту відповідно до квантової механіки має вигляд

$$S = [s(s+1)]^{\frac{1}{2}} \hbar.$$

Величину спіну позначають буквою s , а частинка зі спіном s – це частинка з моментом кількості руху: $[s(s+1)]^{\frac{1}{2}} \hbar$. Наведені в табл. 2.3 фундаментальні частинки мають спіл, що дорівнює $\frac{1}{2}$. Як показав Дірак,

частинка зі спіном $\frac{1}{2}$ та електричним зарядом e має магнітний момент

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}, \quad (2.2)$$

який називають *магнетоном Бора*, його значення становить близько 10^{-20} ерг/Гс.

Порівняльні параметри електрона, нейтрона й протона подано в табл. 2.3, у якій заряд частинки виражено в одиницях заряду електрона, а масу частинок – в одиницях електронної маси. Наведені в таблиці частинки є *ферміонами*, оскільки їх спин дорівнює $\frac{1}{2}$, тобто півцілий. Магнітний момент нейтрона, незважаючи на те, що немає електричного заряду, майже у два рази більший, ніж електрона, а протон характеризується більшим магнітним моментом порівняно з нейтроном.

Таблиця 2.3

Параметри деяких елементарних частинок

Частинка	Заряд	Маса	Спін	Магнітний момент
e	-1	1	$\frac{1}{2}$	-1
n	0	1840	$\frac{1}{2}$	$\frac{1,9}{1840}$
p	+1	1838	$\frac{1}{2}$	$\frac{2,8}{1838}$

Оскільки електрон має електричний заряд e , то він є джерелом електричного поля, а завдяки його обертанню (яке можна умовно, як у класичній фізиці, вважати «коловим струмом») – ще й джерелом магнітного поля, що є ще одним свідченням взаємозв'язку між електричними та магнітними полями.

Закон взаємодії двох мікроскопічних магнітиків той самий, як і для звичайних магнітів, та аналогічний взаємодії електричних диполів. За умови, що магнітні диполі з магнітними моментами μ_1 і μ_2 відповідно віддалені на відстань r (велику порівняно з їх розмірами), сила F_m , яка діє між двома такими магнітиками (магнітними диполями), обернено пропорційна четвертому степеню відстані між ними й прямо пропорційна добутку магнітних моментів:

$$F_m \sim \frac{m_1 m_2}{r^4}.$$

Для простоти далі розглядатимемо взаємодію тільки двох електронів у атомі, причому вважатимемо, що магнітний момент ядра атома значно менший від магнітних моментів електронів (приблизно у 1000 разів), тому ним можна нехтувати. Магнітні моменти електронів дорівнюють магнетону Бора ($m_1 = m_2 = \mu_B$), тоді сила магнітної взаємодії $F_m \sim \frac{\mu_B^2}{r^4}$.

Знак пропорційності означає, що сила F_m залежить не лише від відстані, але й від взаємної орієнтації магнітних диполів. Відстань між електронами в атомі наближено дорівнює розміру атома a , тому сила магнітної взаємодії $F_m \sim \frac{\mu_B^2}{a^4}$, у той час як силу кулонівської взаємодії цих електронів оцінюють за значенням $F_{\text{Кул}} \sim \frac{e^2}{a^2}$.

Якщо врахувати формули для магнетона Бора (2.2) для розміру атома $a = \frac{\hbar^2}{me^2}$, то можна переконатися, що магнітні сили дійсно значно менші від електростатичних:

$$\frac{F_m}{F_{\text{Кул}}} \approx \frac{e^2}{\hbar c^2} = \left(\frac{1}{137} \right)^2 \ll 1.$$

Ця різниця і є причиною того, що для наближеного опису атома магнітними взаємодіями можна знехтувати. Проте в багатьох фізичних явищах, зокрема в магнетизмі твердих тіл, магнітні сили відіграють істотну роль.

Необхідно відзначити, що електронний магнітний момент – незвичний вектор, оскільки він може орієнтуватися у просторі *тільки двома способами*: або за полем, або проти нього. Відповідно, й момент кількості руху електрона завжди орієнтується $g = 2s + 1$ способами; якщо спин $s = 1/2$, то цих способів лише два.

У класичній фізиці кожна заряджена рухома частинка має момент

кількості руху L та індукує магнітний момент $m_L = \frac{e}{2m_e c} L$. Коефіцієнт пропорційності $\frac{e}{2m_e c}$ називають гіромагнітним відношенням. Однак рух елементарних носіїв заряду в речовині (електронів) підпорядковується законам квантової механіки. Крім орбітального моменту кількості руху L , електрон має спіновий момент S , який індукує магнітний момент m_s . Відповідно до релятивістського рівняння Дірака для електрона $m_s = \frac{e}{m_e c} S$. Отже, гіромагнітне відношення для спінового моменту в два рази більше, ніж для орбітального.

Для електрона теорія Дірака повністю узгоджується з експериментом. Слід зауважити, що збіг магнітного моменту електрона з магнетонам Бора є наслідком малості сталої тонкої структури α , набагато меншої за одиницю ($\alpha \ll 1$). Для протонів і нейтронів ця нерівність не справджується. Магнітний момент протона у 2,8 разів більший, ніж випливає з формули магнітного моменту. Магнітний момент нейтрона мав би дорівнювати нулю, оскільки нейтрон нейтральний, але він не дорівнює нулю через дуже сильну взаємодію нуклонів з мезонами (з тієї самої причини магнітний момент протона аномально великий).

Розгляд електричних і магнітних властивостей речовини дає змогу глибше зрозуміти природу взаємодій. Електричні поля атомних ядер великі й визначаються кількістю протонів у ядрі. Однак *ядерний магнетизм на три порядки менший від електронного*, тому в фізиці у процесі вивчення електронного магнетизму властивостей ядер можна не враховувати. Проте варто зауважити, що метод ядерного магнітного резонансу «на протонах» використовують як у фізиці, так і в медицині для діагностування тонкої структури речовини.

Як показує експеримент, розмір ядра атома становить 10^{-13} см, тобто нехтовно малий порівняно з розміром атома (10^{-8} см). Оскільки маса ядер на чотири порядки перевищує масу електронів, то можна із задо-

вільним наближенням уважати ядро «нескінченно важким» для вивчення електронних процесів, що й використовують у фізиці конденсованих середовищ для обґрунтування зонної теорії електронних спектрів («адіабатична гіпотеза»).

Три фундаментальні параметри (заряд електрона e , швидкість світла c і редукована стала Планка \hbar) утворюють безрозмірну комбінацію

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}, \quad (2.3)$$

відому в квантовій фізиці як «одна сто тридцять сьома» (або «*стала тонкої структури*»). Таку назву параметр α отримав під час спектроскопічних досліджень, коли виявилось невелике розщеплення – «тонка структура» у спектрі водню. Енергію іонізації водню можна знайти за співвідношенням $E_\infty = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2$.

У нерелятивістській теорії енергія іонізації не залежить від швидкості світла c , тобто параметр α є релятивістським співвідношенням для основної структури енергетичних рівнів – ураховується відношення швидкості електрона на орбіті до швидкості світла: $\frac{v}{c} \sim \alpha$. Таким чином, тонка структура ліній водню становить релятивістський ефект.

Параметр α – *безрозмірна фундаментальна константа* зв'язку між електромагнітним полем і елементарним зарядом. Те, що параметр $\alpha \ll 1$, фізично означає слабкий зв'язок між частинками й електромагнітним полем, тому і частинки, й електромагнітні хвилі можна вважати деяким «базисом», за допомогою якого у квантовій механіці описують явища в речовинах. Натомість атом – слабкозв'язана структура з «повільним» (за релятивістськими поняттями) електроном. З цієї причини нерелятивістська теорія атома є задовільним наближенням (релятивістські виправлення становлять $\left(\frac{v}{c}\right)^2 \sim \alpha^2$).

Якщо вважати, що швидкість світла c і редукована стала Планка \hbar є основними фізичними параметрами, які описують світобудову («світловими константами»), то стала тонкої структури α може бути мірою заряду електрона (див. формулу (2.3)):

$$e = (\alpha \hbar c)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\hbar c}{137} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Магнітна енергія взаємодії частинок в атомі $U_{\text{м}} \approx \frac{\mu_B^2}{a^3}$, де μ_B – магнетон Бора; a – середня відстань між електронами. Енергія електростатичної взаємодії двох електронів за таких самих умов $U_{\text{Кул}} = \frac{e^2}{a}$. Якщо оцінити відношення двох енергій, то

$$\frac{U_{\text{м}}}{U_{\text{Кул}}} \approx \left(\frac{1}{137} \right)^2.$$

Отже, магнітна взаємодія електронів набагато поступається електростатичній взаємодії. Для фізики магнетизму важливо також і те, що стала тонкої структури передбачає невелике значення магнітної сприйнятливості діамагнетиків. Діамагнітна сприйнятливість оцінюється як $\chi^2 = \left(\frac{1}{137} \right)^2 \approx 5 \cdot 10^{-5}$, що узгоджується з експериментальними даними.

Про магнітні властивості електронів свідчать численні експерименти. *Розщеплення атомного потоку в магнітному полі* на окремі пучки (досліди Штерна й Герлаха) показали, що магнітні моменти атомів у зовнішньому магнітному полі орієнтовані не як завгодно, а лише під певними кутами до напрямку магнітного поля, тобто спостерігається просторове квантування.

Одним з прямих проявів магнітних властивостей атома є й ефект Зеемана, який полягає в *розщепленні спектральних ліній атомних спектрів*, коли випромінювальні атоми поміщені в магнітне поле. Досліджу-

вали спектральний склад світла, випромінюваного як паралельно (поздовжній ефект Зеемана), так і перпендикулярно магнітному полю (поперечний ефект). Уздовж напрямку магнітного поля замість однієї неполяризованої спектральної лінії ν_0 , що спостерігається, якщо немає магнітного поля, у магнітному полі з'являються дві симетрично зміщені лінії з частотами ν_1 і ν_2 , поляризовані по колу (рис. 2.12).

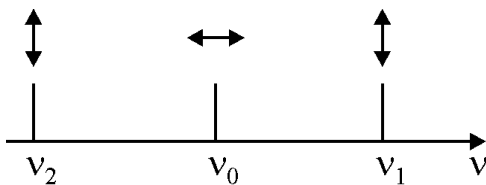


Рис. 2.12. Спектральні лінії, які виникають за поперечного ефекту Зеемана

У напрямку, перпендикулярному магнітному полю, з'являються три спектральні лінії: ν_0 – лінійно поляризована вздовж поля; ν_1 і ν_2 – зміщені так само, як і в поздовжньому напрямку, але лінійно поляризовані.

Цей ефект можна пояснити з погляду класичної електронної теорії Лоренца, за якою вважають, що електрон в атомі рухається коловою орбітою радіуса r із кутовою частотою ω_0 , магнітне поле H напрямлено перпендикулярно площині орбіти. Якщо немає магнітного поля, то на електрон діє доцентрова сила $F_0 = m_e \omega_0^2$. Під час дії магнітного поля змінюється у часі магнітний потік через площину орбіти, в результаті чого виникає електричне поле, яке напрямлене по дотичній до орбіти і змінює швидкість руху електрона по орбіті.

Одночасно з електричним полем на рухомий електрон діє сила Лоренца, напрямлена по радіусу, яка забезпечує незмінність радіуса орбіти, завдяки чому магнітне поле змінює тільки кутову частоту електрона, не змінюючи радіуса його орбіти. Додатковий рух електрона, зумовлений магнітним полем, створює власне магнітне поле, напрямлене проти зовнішнього поля. Це і є діаманітний ефект.

Резюме

1. Із загальних положень *класичної* статистичної фізики випливає, що електронні системи *не можуть* мати термодинамічно стійкого магнітного моменту, однак цей висновок суперечить результатам експери-

менту. Стійкість атома й магнетизм як для атомів, так і для макроскопічних тіл пояснили за допомогою квантової механіки. Магнетизм атомів та молекул зумовлюють такі явища:

- спінові магнітні моменти електронів (*спіновий* магнетизм);
- рух електронів у оболонках атомів і молекул (*орбітальний* магнетизм);
- спіновий та орбітальний магнетизм нуклонів ядер (*ядерний* магнетизм).

2. Ядерний магнетизм дуже малий порівняно з електронним магнетизмом, але його застосовують як під час дослідження речовин методом ядерного магнітного резонансу, так і для глибокого охолодження методом ядерного розмагнічування.

3. У багатоелектронних атомах додавання орбітальних і спінових магнітних моментів діє за законами просторового квантування, причому результуючий магнітний момент m_j визначається повним кутовим кван-

товим числом j : $m_j = g_j [(j+1)\mu_B]^{\frac{1}{2}}$, де g_j – множник Ланде (фактор магнітного розщеплення); μ_B – магнетон Бора, що є одиницею магнітного моменту, зумовленого здебільшого спіном електронів, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$. Фак-

тор магнітного розщеплення, або *g-фактор*, характеризує значення магнітомеханічного відношення і залежить від того, як додаються орбітальні й спінові моменти окремих електронів. Для суто орбітального моменту $g = 1$, для суто спінового моменту $g = 2$.

4. За достатньо високих температур (коли тепловий рух у кристалах перешкоджає встановленню магнітновпорядкованої структури) всі речовини є або діамагнетиками, або парамагнетиками.

5. Діамагнетизм пояснюють прецесією електронних орбіталей атомів, іонів і молекул, тому він властивий усім речовинам. Діамагнітна сприйнятливість речовин невелика ($\chi \sim - (10^{-6} \dots 10^{-5})$), від’ємна й майже не залежить від температури.

6. Парамагнітну сприйнятливість речовини ($\chi \sim +(10^{-5} \dots 10^{-2})$) зазвичай визначають атоми та іони з постійним магнітним моментом. Парамагнітна сприйнятливість, зумовлена механізмом Ланжевена–Кюрі, істотно залежить від температури, за законом Кюрі $\chi \sim \frac{K}{T}$, однак для більшості металів парамагнітна сприйнятливість «вільного» газу електронів – не залежить, тому що зумовлена механізмом Паулі: $\chi \sim +(10^{-6} \dots 10^{-5})$.

7. Більшість хімічних елементів має відмінний від нуля магнітний момент (наприклад, і атом натрію (Na), й атом хлору (Cl) – парамагнітні), але зазвичай кристали складаються не з атомів, а з іонів або молекул, тому як молекулярний кристал Cl_2 , так й іонний кристал NaCl – діамагнітні. Однією з причин утворення молекул і кристалів є зниження їх енергії завдяки організації «завершеної» – магнітно-скомпенсованої – електронної оболонки з нульовим магнітним моментом, тому в природі діамагнетиків більше, ніж можна було б очікувати, розглядаючи електронні оболонки атомів у Періодичній системі Д. І. Менделєєва.

8. У більшості **діелектриків**, що не містять електронів провідності, магнітні моменти електронних оболонок (орбіталей) іонів або молекул скомпенсовані (магнітний момент можуть іноді мати лише ядра, але ядерний парамагнетизм надзвичайно малий), тому діелектрики зазвичай діамагнітні. Лише в деяких діелектриках, що мають атоми або іони з некомпенсованими спінами у d - і f -електронних оболонках, наявний парамагнетизм Ланжевена–Кюрі.

9. У **металах** може переважати як слабкий діамагнетизм, так і слабкий парамагнетизм. Парамагнетизм металів складається зі спінового парамагнетизму, властивого електронам провідності (парамагнетизм Паулі), та парамагнетизму електронних оболонок атомів (іонів), що утворюють кристалічні ґратки деяких металів. Оскільки енергія Фермі електронів у металах майже не змінюється у разі зміни температури, то й парамагнетизм, зумовлений електронами провідності, від температури не залежить. З огляду на це, наприклад лужні й лужноземельні метали, у яких електронні оболонки іонів позбавлені магнітного моменту, а пара-

магнетизм зумовлений винятково електронами провідності, мають додатну (парамагнітну) сприйнятливість, яка не залежить від температури. Проте електрони в металах можуть проявляти і діамагнітний ефект (діамагнетизм Ландау), оскільки рух електронів у магнітному полі квантується: якщо зовнішнього магнітного поля немає ($\mathbf{H} = 0$), то для електронів у металі немає дискретних стаціонарних станів; якщо $\mathbf{H} \neq 0$, то вони виникають, тому що під дією сили Лоренца під час руху електрон також обертається навколо \mathbf{H} із циклотронною частотою $\omega_c = \frac{eH}{m_e c}$, а цей склад-

ний рух можна розглядати як осцилятор, що може набувати лише дискретних значень. Зумовлений цим ефектом діамагнетизм Ландау часто робить малий від'ємний внесок у магнітну сприйнятливість металів.

10. Більшість нелегованих **напівпровідників** – діамагнітні. Парамагнітну сприйнятливість легованих напівпровідників зумовлюють електрони провідності, й у найпростішому випадку вона залежить від температури T експоненціально: $\chi = AT^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2k_g T}\right)$, де A – константа речовини; ΔE –

ширина забороненої зони напівпровідника. Однак особливості індивідуальної структури напівпровідників сильно змінюють цю загальну залежність. Таким чином, за низьких температур напівпровідники зазвичай діамагнітні, але за високих температур у них може проявлятися парамагнетизм електронного газу, який перевищує діамагнітний внесок у сприйнятливість.

3. КІНЕТИЧНІ ЕФЕКТИ У МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

Розглянемо вплив магнітного поля на рух електричних зарядів (електронів та дірок) у провідниках і напівпровідниках, які є діамагнетиками або парамагнетиками, тобто магнетиками з невідповідною структурою. Ефект намагнічування у такому разі незначний ($\mu \approx 1$), але у прикладеному ззовні магнітному полі \mathbf{B} у провідниках і, особливо, у напівпровідниках виникає багато цікавих та важливих для електроніки ефектів завдяки дії сили Лоренца на рухомі електричні заряди.

Вільний носій заряду (електрон або дірка) під впливом постійного магнітного поля \mathbf{B} у разі необмеженого часу вільного пробігу (якщо немає розсіювання) рухається замкненою траєкторією у площині xy , перпендикулярній напрямку магнітної індукції B_z . Параметри цієї траєкторії такі: частота обертання $\omega_c = \frac{eB_z}{m^*}$; радіус орбіти $r = \frac{v}{\omega_c}$ (v – середня

лінійна швидкість); період обертання $T = \frac{2\pi}{\omega_c}$. Таким чином, можна вва-

жати, що дія магнітного поля обмежується повертанням проекцій вектора швидкості \mathbf{v} у площині xy , не змінюючи середнього значення модуля швидкості.

У стані термодинамічної рівноваги всі напрямки лінійної швидкості носіїв електричного заряду рівноймовірні, тому магнітні моменти замкнених орбіт компенсуються. Крім того, під час утворення ковалентних зв'язків спіни електронів поєднуються у пари, тому сумарний спіновий момент майже дорівнює нулю. Лише у разі великого значення індукції дія зовнішнього магнітного поля може порушити цю спінову компенсацію. Це явище проявляється як *парамагнетизм електронного газу* в металах і напівпровідниках. Однак зміна енергії електронів у зовнішньому магнітному полі за таких умов незначна.

Ситуація змінюється, коли зовнішнє магнітне поле діє на провідник (напівпровідник), який перебуває у термодинамічно нерівноважних умовах, коли з багатьох причин (через градієнти електричного поля і

(або) температури, освітлення) відбувається *напрямлений рух* електричних зарядів. Неабияке значення має і те, що рухливість електронів зазвичай вища, ніж рухливість дірок.

Важливі також механізм перенесення заряду (дрейф, дифузія) і швидкість v руху потоку електронів. Треба зауважити, що ця швидкість неоднакова у потоці носіїв заряду – є як порівняно повільні («холодні») носії, так і значно швидші («гарячі») носії заряду. Для невідроджених напівпровідників діє максвеллівський розподіл носіїв заряду за швидкостями у потоці:

$$f(v) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} v^2 \exp(-\alpha v^2), \quad (3.1)$$

де $\beta = \frac{m^*}{2k_B T}$; m^* – ефективна маса носія заряду; k_B – стала Больцмана.

Графічно функцію розподілу швидкості $f(v)$ (3.1) показано на рис. 3.1. Розрізняють три характеристичні швидкості цього розподілу: найбільш імовірне значення v_{\max} , середня швидкість $\langle v \rangle$ і середньоквадратична швидкість $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$. Магнітну силу встановлюють за середньоквадратичною швидкістю, електричну силу – за середньою швидкістю.

Як бачимо з рис. 3.1, максвеллівський розподіл носіїв заряду за характеристичними швидкостями у потоці несиметричний відносно значення v_{\max} , а відносна кількість носіїв заряду зі збільшенням швидкості зменшується повільніше, ніж зростають $\langle v \rangle$ і $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$.

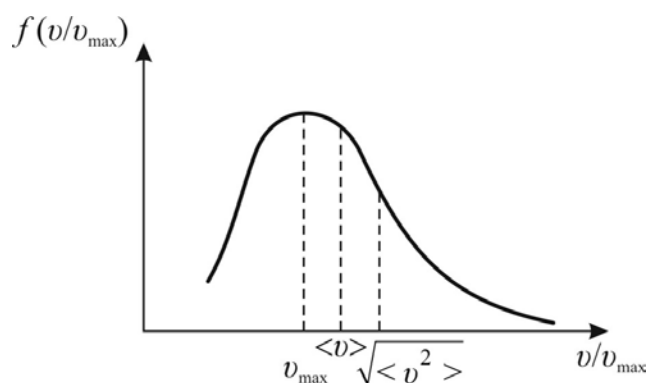


Рис. 3.1. Максвеллівський розподіл носіїв заряду за швидкостями у невідроджених напівпровідниках

3.1. Гальваномагнітні ефекти

Під час спільної дії електричного й магнітного полів у провідниках і напівпровідниках відбуваються певні кінетичні явища, за яких виникає різниця електричних потенціалів або температур, або ж змінюються електропровідність і теплопровідність. Такі явища зазвичай називають *гальваномагнітними ефектами* (рис. 3.2).



Рис. 3.2. Основні гальваномагнітні ефекти

Виникнення поперечної різниці потенціалів у провіднику зі струмом, уміщеному в магнітне поле, називають ефектом Холла, а зміну поздовжнього опору в магнітному полі – *магнітоопором* або магніторезистивним ефектом, а іноді ефектом Гаусса. Виникнення в магнітному полі поперечної різниці температур називають *поперечним гальванотермомагнітним* ефектом Етінгсгаузена, а виникнення поздовжньої різниці температур – *поздовжнім гальванотермомагнітним* ефектом Нернста. Стиснення електропровідного плазмового каналу під дією самоіндукованого струмом магнітного поля називають *пінч-ефектом*.

Такі зміни електричних і теплових властивостей провідника можуть відбуватися як у *поздовжньому напрямку*, вздовж якого прикладено магнітне поле, так і в *поперечному напрямку*.

Відносно магнітного поля гальваномагнітні ефекти поділяють на парні й непарні. Ефект називають *непарним*, якщо зі зміною напрямку магнітного поля він змінює свій знак на протилежний. До непарних ефектів належать ефект Холла й поперечний гальванотермомагнітний ефект. Якщо ж знак ефекту зі зміною напрямку магнітного поля не змі-

нюється, то такий ефект називають *парним*: ефект магнітоопору й поздовжній гальванотермомагнітний ефект.

Всі гальваномагнітні явища можна розглядати як у *адіабатичних*, так і в *ізотермічних* умовах. Ефект є адіабатичним, якщо досліджуваний зразок не обмінюється енергією з навколишнім середовищем та в ньому виникає градієнт температур ∇T . В ізотермічних умовах, навпаки, відбувається обмін енергією з навколишнім середовищем і градієнт температур не виникає: $\nabla T = 0$. Ефекти Холла й магнітоопору зазвичай розглядають в ізотермічних умовах.

Якісну картину гальваномагнітних ефектів можна описати, розглядаючи рух зарядженої частинки у схрещених магнітному \mathbf{B} й електричному \mathbf{E} полях. Як відомо з електродинаміки, сила, що діє на електричний заряд у такому електромагнітному полі, є силою Лоренца:

$$\mathbf{F}_{\text{Лор}} = e (\mathbf{E} + [\mathbf{v}_d \mathbf{B}]). \quad (3.2)$$

У схрещених полях ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) носій заряду рухається циклоїдою, виникає як результат поєднання двох видів руху частинки:

– обертання по колу радіуса $r_0 = m * \frac{E}{eB^2}$ під дією електричного й магнітного полів;

– переміщення під дією електричного поля зі швидкістю дрейфу $v_d = \mu \mathbf{E}$, де μ – дрейфова швидкість носія заряду.

Таким чином, накладення магнітного поля на провідник, у якому проходить електричний струм, змінює траєкторію носіїв заряду, «закручуючи» їх по коловій орбіті тим більше, чим сильніше магнітне поле. Критерієм магнітного поля є співвідношення між радіусом кривизни r_0 і довжиною вільного пробігу носія заряду λ .

Якщо радіус r_0 кривизни траєкторії руху електрона значно перевищує середню довжину вільного пробігу λ , тобто $r_0 \gg \lambda$, то в таких полях час вільного пробігу (час релаксації) менший, ніж період обертання. У цьому разі за час релаксації формується лише частина повного оберту електрона у магнітному полі, тобто його колова орбіта виявляється

розімкненою, тому рух електрона мало спотворюється, і такі поля називають *слабкими*.

Навпаки, якщо $r_0 \ll \lambda$, то магнітне поле є *сильним*, оскільки воно закручує носіїв заряду настільки сильно, що вони істотно змінюють свою траєкторію. За цієї умови час релаксації більший, ніж період обертання електрона, і носій заряду встигає зробити декілька повних обертів у магнітному полі, й механізм розсіювання носіїв заряду буде іншим, ніж у слабких полях.

Поняття слабого або сильного поля залежить не тільки від «зовнішнього» фактора – від значення індукції магнітного поля B , але й від рухливості носіїв у кристалі, тобто від властивостей провідника (напівпровідника). Може виявитися, що одне й те саме поле B для одного значення рухливості буде слабким, а для другого – сильним. Наприклад, для германію за високих температур рухливість електронів $\mu_n \approx 0,3 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, і магнітне поле напруженістю 10 кЕ задовольнятиме критерію слабого поля. Те саме магнітне поле для германію за низьких температур (близько 10 К), коли рухливість електронів дуже велика ($\mu_e \approx 100 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), вважають сильним. У металах за нормальних умов рухливість електронів $\mu_e \leq 0,01 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, тому гальваномагнітні ефекти розглядають переважно за критерієм слабого магнітного поля.

Вивчаючи спільну дію магнітного та електричного полів, необхідно також ураховувати розподіл носіїв заряду за швидкостями та енергіями. Зазвичай використовують *середню швидкість* електронів, але іноді в магнітному полі доводиться розрізняти поведінку більш швидких (порівняно із середньою швидкістю) електронів («гарячих») і більш повільних («холодних»).

Ефект Холла. Цей ефект полягає у виникненні холлівської різниці потенціалів у разі вміщення провідника чи напівпровідника зі струмом у схрещені електричне \mathbf{E} й магнітне \mathbf{B} поля. Під час спільної дії перпендикулярних один одному електричного й магнітного полів рухливі носії заряду відхиляються силою Лоренца у третьому перпендикулярному до обох полів напрямку (рис. 3.3).

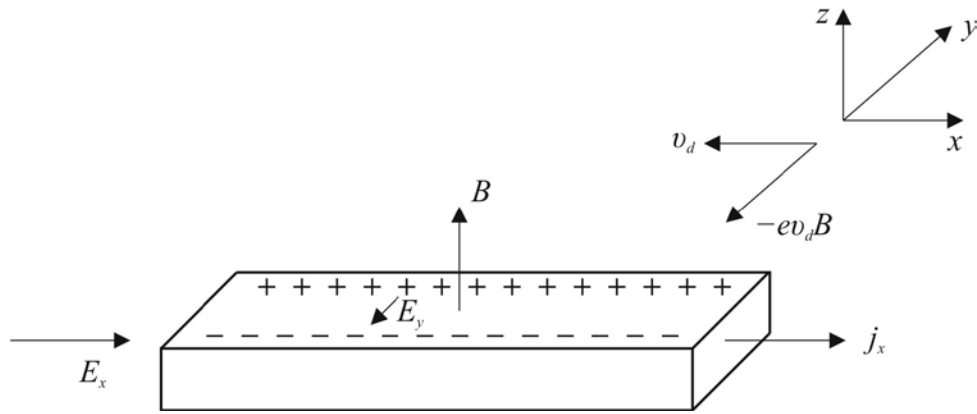


Рис. 3.3. Схема експерименту Холла

У розглянутому ефекті швидкість електрона v_d , яку він набуває під дією електричного поля E_x , напрямлена вздовж зразка, а вектор магнітної індукції B перпендикулярний до v_d . Тоді електрон буде відхилятися під дією сили Лоренца $\mathbf{F}_{\text{Лор}} = e (\mathbf{E} + [\mathbf{v}_d \mathbf{B}])$ від первісного напрямку руху до однієї з граней. Це відповідає уявленню про закручування траєкторії електрона під дією магнітного поля.

Під час відхилення носіїв заряду до граней зразка виникає поперечне електричне поле E_y всередині зразка. Оскільки у цьому напрямку провідник розімкнений, то перерозподіл зарядів приводить до появи гальмівної сили – напруженості поля у напрямку осі y (осі координат позначено на рис. 3.3). Процес відбуватиметься доти, доки це електричне поле E_y не стане достатньо великим і не компенсуватиме силу, яка спричинила відхилення носіїв заряду до бічних граней.

Припустімо, у рівнянні (3.2) $\mathbf{F}_{\text{Лор}} = 0$, тоді можна знайти вираз для поля Холла:

$$E_y = v_x B_z = R_H j_x B_z.$$

Отже, поле Холла прямо пропорційно густині струму й магнітній індукції. Коефіцієнт пропорційності R_H називають *коефіцієнтом або сталою Холла*, яка у слабких магнітних полях не залежить від магнітної індукції,

$$E_y = \left(\frac{1}{n_e e c} \right) j_x B_z. \text{ Оскільки заряд електрона } e \text{ відомий, а параметри } j \text{ і } B$$

вимірюються безпосередньо, то можна визначити n_e – кількість електронів у одиниці об'єму провідника.

У провіднику (або напівпровіднику) n -типу основні носії заряду – електрони, які, відхиляючись у напрямку сили Лоренца, створюють у тій поверхні зразка, до якої ця сила напрямлена, від’ємний об’ємний заряд. У провіднику p -типу дірки з тієї ж причини створюють на поверхні зразка додатний об’ємний заряд. Експериментально виміряні знак і значення холлівської різниці потенціалу між поверхнями зразків, перпендикулярними силі Лоренца, дозволяють визначити не лише знак носіїв заряду, але і їх концентрацію, тому ефект Холла надзвичайно широко використовують у техніці напівпровідників як один з основних методів дослідження.

Історично цей ефект Холл спостерігав у металах, що дозволило йому виявити в них існування дірок. Вимірювання показують, що в металах (провідниках) концентрація електронів досягає $n_e \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$; у сріблі, яке за нормальних умов має найвищу електропровідність, $n_e = 5,9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Серед металів найбільша концентрація електронів спостерігається в берилії ($n_e \sim 2,5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$), а найменша – у цезії ($9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$).

У вироджених напівпровідниках, як і в металах, в електропровідності беруть участь електрони, що перебувають на найвищих рівнях енергії, тому розподілу електронів за енергіями можна не враховувати. У разі змішаної електропровідності, коли у процесі перенесення заряду беруть участь і електрони, й дірки, аналіз ефекту Холла ускладнюється. Як бачимо з формули (3.2), сила Лоренца для електронів і дірок напрямлена в один бік, а отже електрони й дірки відхиляються теж в один бік. Ураховуючи, що рухливості й концентрації електронів і дірок різні, взаємної компенсації об’ємних зарядів електронів та дірок не відбувається. Тоді на одній поперечній грані накопичується від’ємний заряд, а на другій – некомпенсований додатний заряд, тобто виникає поперечне холлівське поле, яке гальмує рух носіїв одного знака (наприклад, електронів) і прискорює рух другого (дірок). Холлівське поле збільшуватиметься доти, доки не зрівняє потоки електронів та дірок.

Ефект Холла широко використовують для вимірювання магнітних полів. Найбільші значення поля Холла E_y можна отримати у невиродже-

них домішкових напівпровідниках за умови, що концентрація основних носіїв заряду перевищує не менше, ніж на порядок концентрацію неосновних носіїв заряду. Порівнюючи ефект Холла у напівпровідниках і металах, необхідно враховувати, що концентрація електронів у металах на декілька порядків більша, ніж у напівпровідниках. За інших рівних умов у стільки ж разів холлівське поле у металах буде меншим, ніж у напівпровідниках, тому в датчиках магнітних полів, які працюють за ефектом Холла, використовуються саме напівпровідники. Серед різновидів цього ефекту виокремлюють також аномальний ефект Холла, квантовий ефект Холла й спіновий ефект.

Появу в зразку електричного поля, перпендикулярного напрямку струму, якщо немає прикладеного постійного магнітного поля (тобто явище повністю аналогічне ефекту Холла, але без зовнішнього магнітного поля), називають *аномальним ефектом Холла*.

Відомий також *спіновий ефект Холла* – ефект відхилення електронів з антипаралельними спінами до протилежних боків немагнітного провідника в умовах, коли немає зовнішнього магнітного поля. Розрізняють зовнішній і внутрішній спінові ефекти Холла: перший з них пов'язаний зі спін-залежним розсіюванням, а другий – зі спін-орбітальною взаємодією.

Магнітоопір (або *магніторезистивний ефект Гаусса*) – це зміна електричного опору провідника у магнітному полі. У загальному випадку завжди спостерігається ефект деякої зміни струму через досліджуваний зразок – за постійної електричної напруги, але зі зміною магнітного поля. Усім електропровідним речовинам певною мірою характерний магнітоопір, але у напівпровідниках відносна зміна опору може бути в сотні разів більшою, ніж у металах.

Кількісною характеристикою зміни опору в магнітному полі є коефіцієнт

$$K_{\rho m} = \frac{R(B) - R(0)}{R(0)}, \quad (3.3)$$

де $R(B)$ – опір за наявності магнітного поля; $R(0)$ – опір, якщо магнітно-

го поля немає. Магнітоопір матеріалу залежить і від орієнтації зразка відносно магнітного поля. Це зумовлено тим, що магнітне поле не змінює проекцію швидкості заряджених частинок на напрямок магнітного поля, але завдяки силі Лоренца закручує траєкторії у площині, перпендикулярній магнітному полю, саме тому поперечне магнітне поле діє сильніше від поздовжнього.

Пояснити ефект магнітоопору *в металах* можна, розглядаючи траєкторії заряджених частинок у магнітному полі. Нехай через зразок проходить струм j_x уздовж осі x (див. рис. 3.3), теплова швидкість електронів у виродженому електронному газі набагато більша від дрейфової швидкості. Без магнітного поля носії заряду рухаються прямолінійно між двома зіткненнями. У зовнішньому магнітному полі B (перпендикулярному струму) траєкторія електронів буде ділянкою циклоїди довжиною l (довжина вільного пробігу), тому за час вільного пробігу (час між двома зіткненнями) уздовж поля E частинка пройде *менший* шлях, ніж l , а саме $l_x \approx l \cos(\varphi)$. Це відповідає зменшенню дрейфової швидкості, або рухливості, а тому й провідності електронного газу, тобто у *металах опір повинен зростати*. Відносну різницю між опором за наявності магнітного поля й опором, якщо магнітного поля немає, називають *магнітоопором* (див. формулу (3.3)).

У тривимірних обмежених зразках на бічних гранях виникає різниця потенціалів завдяки ефекту Холла, у результаті чого носії заряду рухаються прямолінійно, тому магнітоопору начебто не має бути, але насправді він є й у цьому разі, оскільки поле Холла компенсує дію магнітного поля лише у *середньому* – так, якби всі носії заряду рухалися з однією (дрейфовою) швидкістю. Однак швидкості електронів можуть бути різними, тому що на частинки, які рухаються зі швидкостями, більшими за середню швидкість, магнітне поле діє сильніше, ніж поле Холла, а повільніші частинки, навпаки, відхиляються під дією переважного поля Холла. У результаті розподілу частинок за швидкостями зменшується внесок у провідність швидких і повільних носіїв заряду, що приводить до збільшення опору, але значно меншою мірою, ніж у необмеженому зразку (в якому поля Холла немає).

У *напівпровідниках* фізичною причиною ефекту магнітоопору також є розподіл носіїв заряду за швидкостями. Дійсно, якби всі носії заряду рухалися з однією середньою дрейфовою швидкістю, то вони мали б однакову довжину вільного пробігу та ізотропну ефективну масу, тому в результаті компенсації магнітної сили Лоренца холлівським полем траєкторія руху цих носіїв заряду була б прямолінійною, а довжина вільного пробігу не змінювалася. Оскільки у разі постійної довжини пробігу швидкість носія не змінюється, то не змінюється й електропровідність зразка.

Однак електрони й дірки мають певний *розподіл за енергіями і швидкостями*, тому в разі наявності магнітного поля траєкторія їх руху вже не буде прямолінійною, тому що зазначена компенсація виконуватиметься лише для носіїв, які рухаються із середньою швидкістю. На тих носіїв заряду, які мають меншу швидкість, ніж середня, сильніше діє електричне холлівське поле E_y . Водночас на носії з більшими швидкостями, ніж середня швидкість, сильніше діє магнітна складова сили Лоренца, що відхиляє носіїв у протилежний бік. В обох випадках відхилення швидкості руху носіїв заряду від середнього значення на ефективній довжині вільного пробігу в магнітному полі *зменшиться*.

Дійсно, якщо носій заряду без магнітного поля ($B = 0$) мав деяку траєкторію, то у разі появи магнітного поля і виникнення електричного поля Холла ця траєкторія змінюється. Отже, за час вільного пробігу носій уздовж прикладеного ззовні поля E_x (рис. 3.3) пройде менший шлях. Якщо врахувати, що рухливість пропорційна довжині вільного пробігу в бік поля E_x , а електропровідність визначається рухливістю, то зменшення шляху вздовж поля знижує електропровідність, тобто у магнітному полі опір зростає.

Розподіл носіїв за швидкостями зменшує у магнітному полі внесок в електропровідність як швидких, так і повільних носіїв заряду. Для домішкових напівпровідників з *переважно одним типом носіїв*, з урахуванням статистичного розподілу за швидкостями, можна записати для кінетичного коефіцієнта магнітоопору:

$$K_{\rho m} = C\mu^2 B^2, \quad (3.4)$$

де μ – рухливість; B – магнітна індукція; C – коефіцієнт, що залежить від механізму розсіювання.

Як випливає з формули (3.4), ефект магнітоопору – парний (B^2), а вимірювання опору в магнітному полі дозволяє визначити рухливість носіїв, якщо відомий механізм розсіювання.

На основі магніторезистивного ефекту створюють датчики магнітного поля. Для вибору матеріалів таких датчиків вирішальне значення має *рухливість* носіїв заряду, відповідно до формули (3.4), тому що магнітоопір пропорційний до μ^2 . Чутливість датчика – *магніторезистора* – цілком залежить від рухливості носіїв заряду. Зазвичай $\mu_n > \mu_p$, тому для магніторезисторів використовують переважно електронні напівпровідники. Однак параболічна залежність магнітоопору від індукції ускладнює градування магнітометрів, які використовують ефект Гаусса.

Натепер у наноструктурних напівпровідниках-магнетиках знайдено гігантський та колосальний ефекти магнітоопору, які описано далі у підрозд. 6.6.

Поперечний гальванотермомагнітний ефект (Еттінгсгаузена) полягає у виникненні градієнта температури у зразку в напрямку, перпендикулярному магнітному полю \mathbf{B} і вектору густини струму \mathbf{j} , який проходить у напрямку прикладеного електричного поля E_x (рис. 3.3):

$$\nabla_{\perp} T = A_{\perp} [\mathbf{jB}], \quad (3.5)$$

де A_{\perp} – кінетичний коефіцієнт поперечного гальванотермомагнітного ефекту. Знак поперечного градієнта температур $\nabla_{\perp} T$ змінюється з напрямком магнітного поля.

Фізичний сенс ефекту Еттінгсгаузена має ту саму причину, що й магнітоопір: різний вплив холлівського поля і магнітної сили Лоренца на швидкі й повільні носії заряду. Для носіїв, швидкість яких більша, ніж середня, магнітна складова сили Лоренца перевищуватиме дію поперечного електричного холлівського поля E_y , і вони відхилятимуться

до однієї з граней зразка. Для носіїв заряду, швидкість яких менша за середню, холлівське поле діятиме сильніше, ніж сила Лоренца, й вони відхилятимуться до протилежної грані.

Очевидно, що більш швидкі носії, накопичуючись біля однієї із граней, віддаватимуть свою енергію кристалічній ґратці, та ця грань нагріватиметься. Протилежна грань, на якій накопичуються повільні носії, охолоджуватиметься, оскільки, повертаючись до термодинамічної рівноваги, носії заряду забиратимуть енергію у кристалічній ґратки. Таким чином, уздовж напрямку, поперечного як до магнітного, так і до електричного полів, поряд із поперечним полем Холла E_y , виникає поперечний градієнт температур $\nabla_{\perp} T$.

Поздовжній гальванотермомагнітний ефект (Нернста) також пов'язаний з різним впливом холлівського поля й магнітної сили Лоренца на носії заряду, що рухаються з різною швидкістю.

Більш повільні носії сильніше закручуватимуться магнітним полем, ніж швидкі. Внаслідок різного відхилення «гарячих» і «холодних» носіїв змінюватиметься їх внесок в енергію, яка переноситься вздовж електричного поля в поздовжньому напрямку x . Більш швидкі носії заряду накопичуватимуться біля тієї грані вздовж напрямку x , до якої вони рухаються, і нагріватимуть її. Більш повільні носії заряду через їх уповільнення магнітним полем збиратимуться біля протилежної грані вздовж напрямку x , зумовлюючи її охолодження.

Таким чином, якщо немає теплового потоку вздовж напрямку електричного поля E_x , то виникає поздовжній градієнт температур

$$\nabla_{\parallel} T = A_{\parallel} j_x B, \quad (3.6)$$

де A_{\parallel} – кінетичний коефіцієнт поздовжнього гальванотермомагнітного ефекту. Знак поздовжнього градієнта температур $\nabla_{\parallel} T$ не залежить від напрямку магнітного поля.

Ефект стиснення (пінч-ефект) (від англ. *pinch* – звуження, стиснення) – це саможстиснення електричного розряду, тобто стягання елект-

ричного струмового каналу в шнур. Цей ефект виникає у провідному середовищі й зумовлений дією власного (породжуваного самим струмом) магнітного поля. У процесі стиснення *плазми* носіїв заряду настає короткочасний (декілька мікросекунд) період квазістаціонарного утримання звуження струмового каналу, коли тиск плазми зрівноважується магнітним тиском, після чого розвиваються коливання й настає обрив струму.

Пінч-ефект досліджено переважно у газовому розряді, але він має певне значення й у плазмі твердих тіл, особливо у сильно виродженій електронно-дірковій плазмі напівпровідників, де його використовують для встановлення властивостей носіїв заряду в напівпровідниках.

Залежно від напрямку струму в плазмовому стовпі розрізняють ***z-пінч***, коли стиснення відбувається у разі взаємодії поздовжнього струму в плазмі зі створеним ним *азимутальним магнітним полем*, і ***θ-пінч*** (тета-пінч), коли магнітне поле створюється *зовнішнім струмом* та взаємодіє з наведеним струмом у плазмі. Стиснення плазми спостерігається не тільки в циліндричних струмових потоках, але й у конфігураціях, що мають вигляд тонкого плоского плазмового шару зі струмом.

Механізм ефекту стиснення можна розглянути на прикладі *z-пінча*. Силкові лінії магнітного поля, створюваного струмом, мають вигляд концентричних кіл, площини яких перпендикулярні до осі струму (рис. 3.4). Електродинамічна сила, що виникає, діє на одиницю об'єму середовища зі струмом, спрямована по радіусу до осі струмового каналу й спричиняє його стиснення.

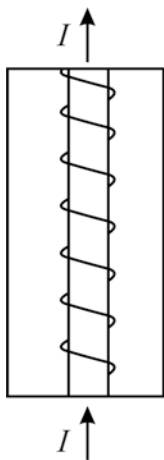


Рис. 3.4. Стиснення плазми у вузький шнур

Стискувальну дію струму можна пояснити також як наслідок закону Ампера про магнітне притягання окремих паралельних струмових ниток, у яких проходить електричний струм однакової напрямленості. За деякого значення струму магнітний тиск на рухоме плазмове середовище стає настільки великим, що струмовий канал починає зменшувати свій переріз – виникає пінч-ефект.

За стаціонарних умов має бути рівновага між газокінетичним тиском, що прагне розширити плазмовий

шнур, і електродинамічними силами, які стискають його. Умова рівноваги в загальному випадку має вигляд

$$-\frac{dp}{dr} = \frac{1}{c} jH,$$

де j – густина струму; H – напруженість магнітного поля на відстані r від осі плазмового шнура; p – тиск; c – швидкість світла.

Відомо співвідношення, що пов'язує силу струму із середнім тиском у плазмовому шнурі:

$$I^2 = 200pR^2,$$

де I – сила струму; p – середній тиск по перерізу плазмового шнура; R – радіус плазмового шнура.

Пінч-ефект виникає як у твердотільній, так і в газовій (низькотемпературній) плазмі. Технічно пінч-ефект можна реалізувати, наприклад, у прямій розрядній трубці (рис. 3.5), у якій підпалюють дуговий розряд, і зі збільшенням сили струму розрядний шнур стоншується.

Пінч-ефект використовують у плазмотронах (у різних галузях техніки: зокрема, з їх допомогою ріжуть і зварюють метали, наносять покриття), які створюють струмені щільної низькотемпературної плазми.

Якщо електричну дугу (рис. 3.6) пропускати через охолоджуване сопло й одночасно обдувати газом, то дуга стискається, причому на межі електричного розряду спостерігаються інтенсивний теплообмін і деіонізація. Стискається стовп дуги й посилюється стискувальна дія власного магнітного поля дуги, в результаті чого збільшуються напруженість електричного поля розряду та електрична потужність, що виділяється в одиниці об'єму стовпа дуги. Температура по осі дуги підвищується і може сягати значень, характерних для низькотемпературної плазми, тобто 20000...50000 К.

Слід зазначити, що пінч-ефект у твердотільній плазмі може відбуватися лише в таких електропровідних середовищах, де рухливі носії

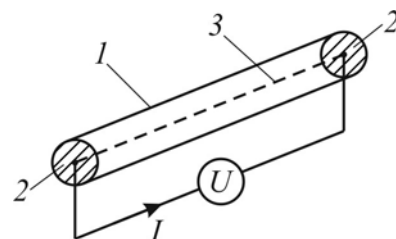


Рис. 3.5. Пінч-ефект у прямій розрядній трубці:

1 – розрядна трубка;

2 – електрод; 3 – плазмовий шнур; U – джерело напруги

заряду (електрони й дірки в напівпровідниках) наявні у приблизно однаковій кількості. Якщо ж є тільки один тип носіїв заряду, то електричне

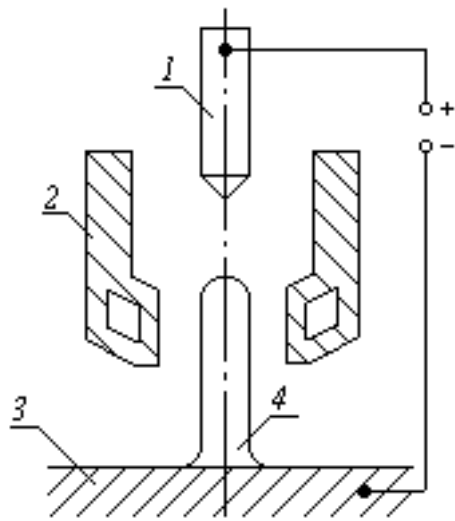


Рис. 3.6. Дуговий плазмотрон:

1 – катод; 2 – сопло;

3 – оброблюваний виріб;

4 – дуга

не поле просторового заряду ефективно перешкоджає стисненню струму до осі.

У напівпровідниках пінч має магнітотепловий характер. У результаті магнітного стиснення і появи тонкого плазмового шнура (в якому зосереджений майже весь струм) у каналі цього шнура виділяється майже вся потужність. Якщо тривалість імпульсу струму достатньо велика, то температура кристалічної ґратки у каналі пінча підвищується, і концентрація рівноважної плазми збільшується. У разі сильного розігрівання ґратки рівноважна плазма, яка утворюється в результаті термічної іонізації, відіграє істотну роль у загальному балансі кількості носіїв заряду. Цю стадію пінч-ефекту називають *магнітотепловою*. За умови дуже великих потужностей магнітотепловий пінч переходить у *тепловий*, що має характер електричного пробою і супроводжується плавленням кристалічної ґратки в зоні розміщення плазмового шнура.

Пінч-ефект може виникати лише у біполярній плазмі, коли у напівпровіднику наявні рухомі носії заряду з різними знаками (електрони зони провідності й дірки валентної зони). У монополярній плазмі сили об'ємного заряду перешкоджають навіть слабкому просторовому перерозподілу носіїв заряду. Основними чинниками, що утруднюють сильне стиснення електронно-діркової плазми, є амбіполярна дифузія та об'ємна рекомбінація носіїв заряду, тому пінч-ефект може виникати лише у зразках із високою рухливістю носіїв заряду й великим часом об'ємної рекомбінації. Для дослідження пінч-ефекту найчастіше використовують InSb, Ge і BiSb.

Електронно-діркова плазма високої концентрації може виникати за механізмом міжзонного пробою в сильному електричному полі (ударна іонізація), а також методом інжекції носіїв заряду або за рахунок поглинання лазерного випромінювання. У цьому разі виникає нерівноважна плазма, оскільки її створюють зовнішні джерела. Наприклад, у сполуках $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x = 0,07 \dots 0,23$) за криогенної температури ($T = 4 \text{ К}$) навіть у полях $2 \dots 3 \text{ В/см}$ унаслідок ударної іонізації створюється скомпенсована плазма достатньо високої густини (з концентрацією носіїв заряду $n = 10^{15} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$), що набагато перевищує концентрацію домішкових електронів ($n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), тобто провідність плазми значно більша від домішкової провідності напівпровідника. Низька порогова напруженість електричного поля міжзонного пробою зумовлена надзвичайно вузькою шириною забороненої зони у цих сполуках ($0 < E_g < 0,002 \text{ eV}$). В антимоніді індію ($n\text{-InSb}$, $E_g = 0,2 \text{ eV}$) в умовах температури $T = 77 \text{ К}$ ударна іонізація і плазма виникають за напруженості електричного поля $E = 200 \text{ В/см}$. У цьому разі провідність плазми також більш ніж на два порядки перевищує домішкову провідність.

Достатньо ефективним методом створення нерівноважної плазми в напівпровідниках є метод подвійної інжекції, коли з протилежних контактів у кристал вводять носії заряду з різними знаками. Рівноважна нейтральна плазма може виникати в дуже чистих напівпровідниках і за надто високої температури, а також у напівметалах та металах з електронно-дірковою провідністю. У цьому разі концентрація плазми цілком зумовлена температурою ґратки й параметрами зонної структури (в області власної провідності).

Пінч-ефект, що виникає за великих струмів інжекції, є небажаним явищем у тих напівпровідникових квантових генераторах, де вихід випромінювання реалізується перпендикулярно струму, – через значне поглинання фотонів лавини у кристалі (поза межами плазмового шнура). Якщо ж вихід лазерного випромінювання здійснюється в осьовому напрямку, то пінч-ефект сприяє збільшенню густини плазми поблизу осі зразка, тому підсилює лазерний ефект.

Вивчення самостискних розрядів стало своєрідною школою плазмових досліджень, що дозволили отримувати плазму з великою густиною та з часом життя, хоч і малим ($\sim 10^{-6}$ с), але достатнім для вивчення фізики пінч-ефекту, розробити різноманітні методи діагностики плазми, розвинути сучасну теорію процесів у ній. Еволюція установок із пінчем привела до створення багатьох типів плазмових пристроїв, у яких нестійкості пінч-ефекту стабілізуються за допомогою зовнішніх магнітних полів – квазістаціонарні системи типу токамака (рис. 3.7). В інших випадках ці нестійкості використовують для отримання короткоіснуючої плазми надвисокої густини у швидких процесах (у плазмовому фокусі, мікропінчі). Іноді весь процес має настільки малу тривалість ($\sim 10^{-7}$ с), що нестійкість пінча не встигає розвинутися.

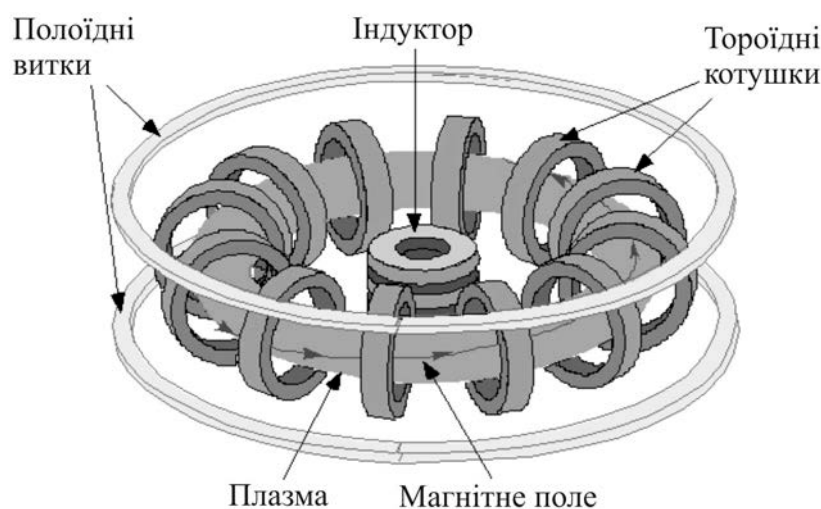


Рис. 3.7. Схема принципових вузлів токамака

Завдяки успіхам техніки в отриманні великих імпульсних струмів по-новому постало питання про пінч-ефект у металевих провідниках у вигляді порожнистих тонкостінних циліндрів. Пропускання високого струму через порожнистий циліндр призводить до його руйнування – стиснення, зминання, сплющування, втрати початкової форми. Такий ефект спостерігається, наприклад, коли блискавка потрапляє у трубчастий громовідвід. Стиснення металевого циліндра у варіанті z -пінча або θ -пінча стали широко використовувати в роботах для отримання імпульсних магнітних полів, надвисоких тисків, у процесах магнітного зварювання металів тощо.

3.2. Термомагнітні ефекти

Теплопровідність пов'язана з потоком носіїв заряду, тому за наявності градієнта температури в магнітному полі мають відбуватися термомагнітні явища, зумовлені *викривленням траєкторій носіїв у магнітному полі*.

Незважаючи на те, що під час спостереження термомагнітних ефектів електричне поле до провідника не прикладено ззовні, електричний потенціал у ньому все ж може виникати за наявності градієнта температур ∇T і магнітного поля B . З огляду на це, перш ніж розглядати термомагнітні ефекти у провідниках і напівпровідниках, які виникають лише у прикладеному ззовні магнітному полі, варто проаналізувати більш прості випадки – **термоелектричні явища**, що відбуваються, якщо магнітного поля немає.

Коли магнітного поля немає, але у провіднику є потік теплоти, зумовлений не тільки фононами, але й перенесенням носіїв заряду (електронна теплопровідність), то має з'являтися електричне поле. Оскільки середня енергія (а в напівпровідниках ще й концентрація носіїв заряду) зростає з підвищенням температури, то градієнт температури спричиняє потік вільних зарядів.

У неоднорідно нагрітому напівпровіднику електрична напруженість може виникнути й тоді, коли зовнішнього електричного поля немає (ефект Томсона), оскільки концентрація носіїв заряду вища там, де вища температура, тому градієнт температури приводить до градієнта концентрацій і виникає дифузійний струм носіїв заряду. Отже, виникає розподіл носіїв заряду, що створює поздовжнє електричне поле (термоерс): $E_{\parallel} = \alpha \nabla T$.

Аналогічно, якщо вздовж однорідного провідника, по якому проходить електричний струм, є градієнт температур, то в об'ємі провідника залежно від напрямку струму поглинається або виділяється деяка кількість теплоти δQ , пропорційна густині струму, часу й градієнту температури: $\delta Q = jt \nabla T$.

Фізичну причину цих ефектів Томсона можна зрозуміти, розглянувши перенесення теплоти вільними носіями заряду в зовнішньому електричному полі. Дійсно, якщо вздовж провідника, по якому проходить електричний струм, є градієнт температур, а напрямок струму відповідає руху електронів від гарячого кінця до холодного, то електрони, переходячи від гарячої ділянки до холодної, віддають надлишкову енергію навколишнім атомам. У цьому місці виділяється тепло, й провідник нагрівається. У разі зворотного напрямку струму електрони, переходячи з холоднішої ділянки в гарячу, набувають енергії за рахунок навколишніх атомів, що відповідає поглинанню тепла.

Треба зауважити також, що якщо у провіднику є градієнт температур, то спостерігається і явище *захоплення електронів фононами*, за якого у кристалі виникає додаткова термоерс. Цей ефект пов'язаний з рухом фононів – переважно від гарячого до холодного кінця зразка, згідно з градієнтом температури ∇T . У результаті кожного зіткнення електрона з фононом передається імпульс, причому це передавання також є спрямованим – носії заряду частіше отримують імпульси у бік холодного кінця зразка, ніж у протилежний, тому й виникає дрейф носіїв заряду в холодну частину зразка, зумовлений потоком фононів. Носії ніби «захоплюються» фононним потоком. Дрейф носіїв заряду відбуватиметься доти, доки не з'явиться внутрішнє електричне поле, яке протидіятиме переміщенню носіїв, спричиненому фононним захопленням. Різниця потенціалів і зумовлює додаткову термоерс. Ефект захоплення електронів фононами проявляється як у металах, так і у напівпровідниках.

Розглянемо специфіку теплових та електричних взаємодій у **магнітному полі**. Фізична основа *термомагнітних ефектів* – це взаємодія носіїв заряду провідника (або напівпровідника) з магнітним полем за умов, коли зовнішнє електричне поле до провідника не прикладено. До термомагнітних явищ, як показано на рис. 3.8, зараховують такі ефекти: виникнення поперечного електричного поля (поперечний ефект Нернста–Еттінгсгаузена), поздовжнього електричного поля (поздовжній ефект Нернста–Еттінгсгаузена), поперечного градієнта температур (ефект

Рігі–Ледюка) і поздовжнього градієнта температур (ефект Маджі–Рігі–Ледюка).



Рис. 3.8. Основні термомагнітні явища

Поперечне електричне поле, що з’являється в напівпровіднику в напрямку, перпендикулярному як до вектора індукції магнітного поля B , так і до градієнта температур ∇T (ефект Нернста–Еттінгсгаузена), пропорційне й градієнту температур, і магнітному полю:

$$E_{\perp} = A_{\perp T} \cdot \nabla T \cdot B, \quad (3.7)$$

де $A_{\perp T}$ – кінетичний коефіцієнт поперечного ефекту, який залежить від властивостей матеріалу. В металах і вироджених напівпровідниках цей ефект дуже малий, оскільки значення E_{\perp} сильно залежить від виродження, тому поперечне електричне поле у магнітному полі за наявності температурного градієнта вимірюють переважно для дослідження невивроджених напівпровідників.

Фізичний сенс виникнення електричного поля, поперечного до температурного градієнта й до магнітного поля, полягає в такому. Теплова швидкість носіїв заряду, що рухаються від гарячого кінця, більша, ніж швидкість носіїв заряду, які дифундують у протилежному напрямку, тому вони мають різні часи релаксації. Оскільки магнітна складова сили Лоренца по-різному діє на швидкі й повільні носії заряду, то їх магнітне поле відхиляє на різні кути. Отже, потоки носіїв на бічні грані досліджуваного зразка не будуть однаковими, тому виникає поперечне електричне поле (рис. 3.9).

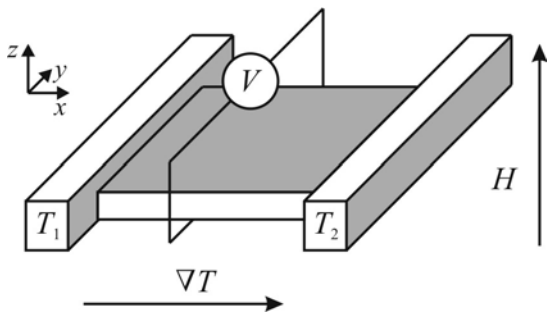


Рис. 3.9. Ефект Нернста–Еттінгсгаузен

Поперечний ефект Нернста–Еттінгсгаузен виникає з тієї самої причини, що й ефект Холла, тобто у результаті відхилення потоку заряджених частинок силою Лоренца, за винятком того, що за ефекту Холла спрямований потік частинок виникає в результаті їх дрейфу в електричному полі, а за поперечного ефекту Нернста–Еттінгсгаузен – внаслідок дифузії.

Значущим є також те, що, на відміну від сталої Холла, знак E_{\perp} не залежить від знака носіїв заряду. Дійсно, під час дрейфу в електричному полі зміна знака заряду приводить до зміни напрямку дрейфу, що й дає зміну знака поля Холла. Натомість у разі ефекту Нернста–Еттінгсгаузен потік дифузії завжди спрямований від нагрітого кінця зразка до холодного, незалежно від знака заряду частинок, тому напрямки сили Лоренца для позитивних та негативних частинок взаємно протилежні, проте напрямки потоків електричного заряду в обох випадках один і той самий.

У металах і напівпровідниках ефект Нернста–Еттінгсгаузен зумовлений залежністю часу релаксації носіїв заряду в процесі взаємодії з кристалічною ґраткою від їх енергії (або швидкості), тому чуттєвий до механізму розсіювання.

Вимірюванням поперечного ефекту можна визначити рухливість носіїв заряду або, якщо відома рухливість, установити механізм розсіювання носіїв заряду. Для швидких електронів час релаксації більший, ніж для повільних, тому одна грань зразка заряджається негативно (тобто поперечний ефект має додатний знак, $E_{\perp} > 0$), що свідчить про розсіювання носіїв заряду *на акустичних фонах*. Якщо умови руху електронів у зразку такі, що час релаксації носіїв заряду зменшується з підвищенням їх швидкості, то протилежна грань зразка заряджається негативно, а ефект має від’ємний знак ($E_{\perp} < 0$), що характерно для механізму розсіювання носіїв заряду *на іонізованих атомах домішки*. Слід зауважити, що знак ефекту не залежить від знака носіїв, а тільки від механізму їх розсіювання.

Останнім часом ефект Нернста–Еттінгсгаузена активно застосовують для вивчення надпровідників і куперівських пар. У надпровідникових аморфних плівках $\text{Nb}_{0,15}\text{Si}_{0,85}$ через надзвичайно малу довжину вільного пробігу внесок вільних електронів у ефект Нернста–Еттінгсгаузена нехтовно малий, у той час як внесок куперівських пар достатньо суттєвий, та експеримент дозволяє безпосередньо його вимірювати. У такий спосіб було доведено існування куперівських пар (і, відповідно, локальної надпровідності) за температури, значно вищої від точки переходу в надпровідний стан.

Поздовжнє електричне поле виникає вздовж поздовжнього градієнта температур ∇T у поперечному магнітному полі. Однак якщо магнітного поля немає ($B = 0$), то вздовж поздовжнього градієнта температур ∇T уже є термоерс – *термоелектричне поле* $E(B = 0) = \alpha(B = 0) \cdot \nabla T$. З огляду на це виникнення *додаткового поля* вздовж ∇T рівносильно зміні термоерс у поздовжньому напрямку в разі накладання магнітного поля:

$$E_{\parallel} = E_{\parallel}(B) - E_{\parallel}(0) = A_{\parallel T} \cdot \alpha(0) \cdot \nabla T \cdot B^2, \quad (3.8)$$

де $A_{\parallel T}$ – кінетичний коефіцієнт поздовжнього ефекту; $\alpha(0)$ – термоелектричний коефіцієнт. У слабких магнітних полях E_{\parallel} квадратично залежить від індукції магнітного поля.

Фізична природа поздовжнього ефекту зумовлена тим, що магнітне поле, відхиляючи електрони, *зменшує їх середню швидкість*, і відповідно, перенесення енергії у цьому напрямку. Термоерс, якщо магнітного поля немає ($B = 0$), визначається різницею компонент швидкостей швидких v_1 і повільних v_2 електронів $v_1(0) - v_2(0)$ уздовж градієнта температури. У магнітному полі ці компоненти змінюються залежно від ефекту Холла, а отже і від часу релаксації τ .

Наприклад, якщо τ_2 для повільних електронів більший, ніж для швидких електронів (τ_1), то й відносна зміна швидкості $\frac{v_1(B)}{v_1(0)} > \frac{v_2(B)}{v_2(0)}$. Тоді $\alpha(B)$, що визначається різницею $v_1(B) - v_2(B)$, буде більшим за $\alpha(0)$,

тобто термоерс у магнітному полі підвищується. Якщо ж час релаксації збільшується зі зростанням енергії, то $\frac{v_1(B)}{v_1(0)} < \frac{v_2(B)}{v_2(0)}$, а отже $\alpha(B) < \alpha(0)$, тобто термоерс у магнітному полі знижується.

Таким чином, в електронних напівпровідниках термоерс підвищується, якщо час релаксації зменшується зі збільшенням енергії електрона (розсіювання на *акустичних фонових*), і знижується, якщо час релаксації зростає зі збільшенням енергії електрона (розсіювання на *іонізованих атомах* домішки). Характер зміни значення термоерс залежно від механізму розсіювання для діркових напівпровідників такий самий, як і для електронних.

Поперечний градієнт температури $\nabla_{\perp}T$ виникає в магнітному полі у провіднику, в якому наявний тепловий потік (ефект Рігі–Ледюка). Значення вторинного градієнта температур пропорційне як магнітному полю, так і поздовжньому ($\nabla_{\parallel}T$ – «основному») температурному градієнту:

$$\nabla_{\perp}T = A_{\parallel\perp} \cdot B \cdot \nabla_{\parallel}T, \quad (3.9)$$

де $A_{\parallel\perp}$ – кінетичний коефіцієнт поперечного ефекту.

У деякому сенсі цей ефект є *тепловим аналогом ефекту Холла*, причому роль зовнішнього електричного поля E відіграє тепловий потік у цьому ж напрямку $\nabla_{\parallel}T$, а замість поперечного електричного холлівського поля виникає поперечний градієнт температур $\nabla_{\perp}T$. Цей ефект, як й інші термомагнітні явища, зумовлений тим, що траєкторії носіїв заряду в магнітному полі викривляються під дією сили Лоренца. Носії заряду під час дифузії переносять із собою теплоту. Якщо магнітного поля немає, то потік теплоти спрямований від гарячого кінця зразка до холодного. Під час увімкнення магнітного поля потік дифузії відхиляється силою Лоренца на деякий кут, тому й виникає поперечний градієнт температури.

Механізм виникнення теплового поперечного ефекту, як і поперечного електричного ефекту, пов'язаний також із тим, що швидкі («гарячі») носії заряду під дією магнітного поля відхиляються в один бік, а

повільні («холодні») носії – у протилежний. Отже, одна грань зразка нагрівається, а протилежна їй грань – охолоджується. Тепловий поперечний ефект для діркових напівпровідників позитивний, а для електронних – негативний.

Поздовжній градієнт температури $\nabla_{\parallel} T$ виникає в магнітному полі в напрямку вже наявного градієнта температур. Цей ефект (Маджі–Рігі–Ледюка) полягає у зміні електронної теплопровідності $\Delta\xi$ внаслідок того, що ефективна довжина вільного пробігу носіїв заряду вздовж теплового потоку зменшується через закручування траєкторій руху носіїв і змінювання їх швидкостей у напрямку градієнта температур.

Зі зміною внеску в тепловий потік «гарячих» і «холодних» носіїв заряду змінюється і різниця температур уздовж напрямку теплового потоку, тобто з'являється додатковий градієнт температур.

Поздовжній ефект описують як зміну теплопровідності ξ , зумовленої перенесенням теплоти електронами:

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = \frac{\xi(0) - \xi(B)}{\xi(0)}. \quad (3.10)$$

Теоретичні розрахунки показують, що зміна теплопровідності квадратично залежить від магнітного поля і пропорційна градієнту температур без магнітного поля:

$$\Delta\xi = A_M \cdot B^2 \cdot \nabla T, \quad (3.11)$$

де A_M – кінетичний коефіцієнт додаткового поздовжнього градієнта температури. У напівпровідниках значення поздовжнього ефекту набагато більше, ніж у металах. Вимірювання зміни теплопровідності дозволяє *відділити електронну частину теплопровідності від фононної*.

З опису гальваномагнітних явищ (підрозд. 3.1) випливає, що ці ефекти дуже чутливі до взаємодії носіїв заряду з дефектами ґратки, тому їх використовують для дослідження механізму розсіювання носіїв заряду в напівпровідниках. Кінетичні коефіцієнти термомагнітних ефектів можна виразити через комбінацію відповідних магнітоелектричних коефіцієнтів, які залежатимуть від значення індукції магнітного поля B .

Дослідження термомагнітних явищ у напівпровідниках використовують для визначення типу провідності, рухливості носіїв заряду або для встановлення механізму розсіювання носіїв. Для провідників натеper такі дослідження проводять для уточнення точок Неєля та Кюрі. Пояснюють зміни теплопровідності під впливом магнітного поля на основі розгляду потоку електронів і відхилення цього потоку силою Лоренца.

3.3. Магнітооптичні ефекти

Під час дослідження магнітооптичних ефектів зазвичай використовують достатньо сильні магнітні поля. Ці ефекти розглядають в умовах, коли перпендикулярно до поверхні твердого тіла падає паралельний монохроматичний світловий потік з інтенсивністю Φ_λ (індекс λ – довжина світлової хвилі – ознака монохроматичності). Інтенсивність потоку Φ_λ визначається кількістю фотонів із довжиною хвилі λ , що падають на одиницю поверхні за одиницю часу. Частково світловий потік відбивається, частково поглинається, частково проходить крізь речовину обмежених розмірів без поглинання.

У металах енергія фотонів витрачається на збудження вільних електронів, енергетичний спектр яких є квазінеперервним. Поглинання світла у металах відбувається в межах декількох атомних прошарків на поверхні металу й супроводжується перевипромінюванням фотонів, чим і зумовлена висока (понад 95 %) відбивна здатність металів. Оскільки світло у метал фактично не проникає, то магнітооптичні ефекти металів не розглядатимемо, а фотомагнітні ефекти суттєві лише у напівпровідниках.

Коли вільних носіїв заряду майже немає (діелектрики), то коефіцієнт відбиття обчислюють за формулою $R_r \approx \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$, де n – показник заломлення. Напівпровідники мають $n = 3 \dots 4$, тому в разі відбиття від їх кристалічної ґратки інфрачервоних хвиль $R_r = 25 \dots 36$ %. На оптичних частотах, коли енергія квантів світла, які падають на напівпровідник, перевищує заборонену зону, в напівпровідниках відбувається *фунда-*

ментальне поглинання, виникає велика концентрація вільних носіїв заряду, завдяки чому напівпровідники непрозорі (з коефіцієнтом відбиття $R_r \approx 90\%$) і часто мають «металічний блиск». Головна умова фундаментального поглинання світла – енергія фотонів $h\nu$ – має бути достатньою для *фотоіонізації валентних зв'язків* ($h\nu \geq E_g$, де E_g – ширина забороненої зони напівпровідника).

Крім фундаментального поглинання, у напівпровідниках виникає поглинання світла вільними носіями заряду, за наявності яких у разі поглинання фотонів можливі їх переходи на більш високий енергетичний рівень у межах відповідної зони – електронів у зоні провідності або дірок у валентній зоні.

Світло, що поглинається у напівпровіднику, спричиняє різні фотогальванічні процеси. Перш ніж розглядати вплив магнітного поля на ці процеси, слід коротко описати їх в умовах, коли магнітного поля немає.

По-перше, **внутрішній фотоефект**, у результаті якого виникає *стаціонарна фотопровідність*, зумовлена світловою генерацією носіїв заряду за рахунок власного поглинання. У разі опромінювання напівпровідника й поглинання світла один фотон створює одну електронно-діркову пару. Фотонів величезна кількість, тому під час освітлення електروпровідність напівпровідника значно підвищується.

По-друге, **біполярна дифузія носіїв заряду**, що породжує ЕРС (ефект Дембера). Природа цього ефекту така: під час освітлення у напівпровіднику генеруються електронно-діркові пари. Розподіл концентрації цих носіїв по товщині зразка є нерівномірним – спадає за експоненціальним законом углиб зразка (згідно із законом Бугера–Ламберта). Завдяки створеному *градієнту надлишкової концентрації* носіїв заряду відбувається їх біполярна дифузія вглиб напівпровідника.

Оскільки дифузійні потоки електронів і дірок спрямовані в один бік, то напрямки електричних струмів електронів та дірок різні. Ці струми компенсували б один одного повністю за однакових значень коефіцієнтів дифузії електронів і дірок, але внаслідок того, що коефіцієнт дифузії електронів більший, ніж дірок, порушуються умови електроней-

тральності – електрони переганяють дірки. Виникає об’ємний заряд, що приводить до появи електричного поля, спрямованого вздовж напрямку поширення світла.

За цих умов значення ЕРС Дембера

$$U = -\frac{D_n - D_p}{\mu_n + \mu_p} \int_0^l \frac{d\sigma}{\sigma}, \quad (3.12)$$

де D_n – коефіцієнт дифузії електронів; D_p – коефіцієнт дифузії дірок; μ_n – рухливість електронів; μ_p – рухливість дірок.

До магнітооптичних ефектів належать ефекти виникнення фотоелектромагнітного потенціалу (ефект Кікоїна–Носкова), міжзонного магнітопоглинання, домішкового магнітопоглинання, повороту площини поляризації світла (ефект Фарадея), подвійного променезаломлення (ефект Фойгта) та магнітоплазмові явища (рис. 3.10).



Рис. 3.10. Основні магнітооптичні ефекти

Більшість із названих на рис. 3.10 фотоманітних ефектів зумовлено квантуванням рівнів енергії електронів і дірок у сильному магнітному полі. У разі квантування енергетичний спектр електронів у напівпровіднику вже не можна вважати квазінеперервним. Це явище більш детально розглянуто у підрозд. 3.6 у зв’язку із циклотронним резонансом у напівпровідниках.

У кристалі можна створити умови, аналогічні умовам у циклотроні. Якщо помістити кристал у постійне магнітне поле й діяти на нього високочастотним електромагнітним випромінюванням, частота

якого дорівнює циклотронній частоті, то виникатиме резонанс у поглинанні енергії електромагнітного випромінювання.

За частотою такого резонансного поглинання можна встановити циклотронну частоту $\omega_{\text{ц}} \frac{eB}{m^*}$, за якою обчислити ефективну масу носіїв заряду m^* .

Слід зауважити, що маса, обчислена за значенням *циклотронної частоти*, збігається з *ефективною масою* носіїв заряду тільки у разі сферичних поверхонь постійної енергії. Якщо ж поверхня постійної енергії – еліпсоїд, і компоненти тензора ефективної маси за головними осями еліпсоїда дорівнюють m_{xx}^* , m_{yy}^* та m_{zz}^* , то обчислену за циклотронною частотою ефективну масу $m_{\text{ц}}^*$ називають *циклотронною ефективною масою*, яка залежить від кута між напрямком магнітного поля та осями еліпсоїда постійної енергії.

За значеннями $m_{\text{ц}}^*$, розрахованими для різних орієнтацій магнітної індукції до кристалографічних осей, можна обчислити компоненти тензора ефективної маси носіїв і знайти форму та орієнтацію поверхні постійної енергії, тобто отримати дуже важливу інформацію про форму закону дисперсії в дозволених зонах енергії.

З розв'язків рівняння Шредінгера випливає, що рух електронів у площині, перпендикулярній магнітному полю, є квантованим. Відповідні рівні енергії називають *рівнями Ландау*. Відстань між рівнями Ландау з квантовими числами n і $n + 1$ відповідатиме енергії:

$$\Delta E = \hbar \omega_{\text{ц}} = \frac{\hbar e B}{m^*}. \quad (3.13)$$

Таким чином, у *сильних* магнітних полях електрони у зоні провідності й дірки у валентній зоні вже не матимуть квазінеперервного спектра. Цей спектр у дозволених зонах у магнітному полі перетворюється на *дискретні рівні Ландау*, відстань між якими залежить від значень магнітної індукції B та ефективної маси носіїв заряду m^* .

Саме квантування енергії в магнітному полі приводить до низки резонансних і магнітоосциляційних явищ, основні з яких названо на рис. 3.10.

Ефекти квантування спектра можна помітити під час експериментів, якщо виконуються умови:

$$\hbar\omega_{\text{ц}} > k_B T, \quad (3.14)$$

тобто за достатньо низьких температур і сильних магнітних полів.

Підставляючи значення констант, отримаємо з формули (3.14) з урахуванням (3.13) значення для магнітної індукції:

$$B(\text{Гс}) \sim \left(\frac{m^*}{m} \right) 10^4 T(K). \quad (3.15)$$

За температури рідкого гелію ефекти квантування у магнітному полі виявляють у полях з індукцією $B > 40$ кГс, якщо $m^* \approx m$. За умови $m^* = 0,1m$ квантування відбуватиметься вже у магнітному полі $B > 4$ кГс. Звідси зрозуміло, що дослідження магнітоосциляційних і резонансних ефектів можливе лише в умовах низьких температур та із застосуванням сильних магнітних полів.

Для визначення концентрацій носіїв заряду в квантованій магнітним

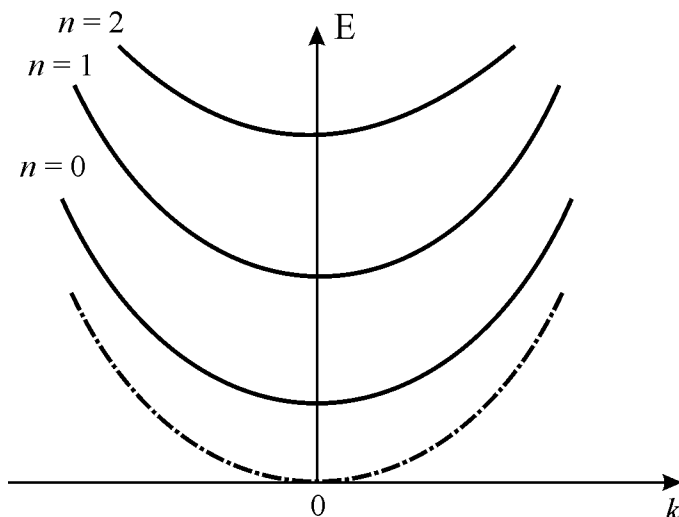


Рис. 3.11. Закон дисперсії для електрона в сильному магнітному полі, штрихпунктирною кривою показано закон дисперсії, якщо магнітного поля немає

полем дозволений зоні потрібно знати функцію щільності станів у магнітному полі, тобто кількість станів, що припадають на одиничний інтервал зміни енергії. Закон дисперсії в магнітному полі зображено на рис. 3.11.

Цей закон дисперсії становить систему парабол. Гілка закону дисперсії з квантовим числом $n = 0$ перебуває над початком координат на значення енергії $\frac{\hbar\omega_{\text{ц}}}{2}$ (початок координат,

тобто рівень, де $E = 0$, відповідає дну зони провідності, якщо магнітного поля немає). Також на рис. 3.11 показано окремі випадки для $n = 1$ і $n = 2$.

Функція щільності станів (рис. 3.12) має вигляд суми гіпербол відповідно до кожної з парабол закону дисперсії. Поблизу значення енергії, що відповідає рівню Ландау зі значенням $k = 0$, щільність станів перетворюється на нескінченність, тобто функція має δ -подібний характер. Кількість станів у будь-якому скінченному інтервалі енергії скінченна.

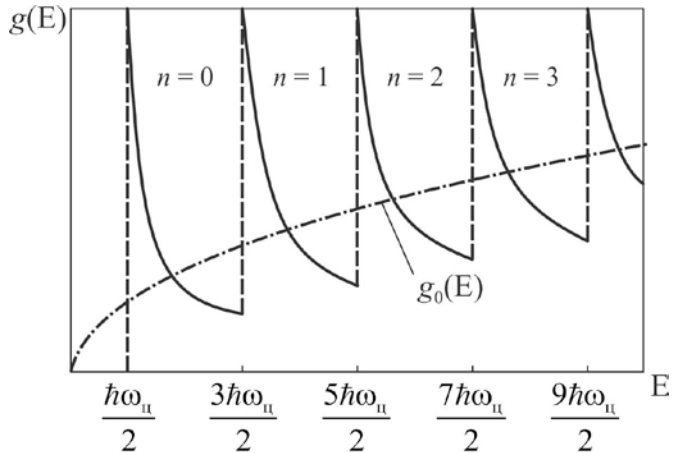


Рис. 3.12. Функція щільності станів у сильному магнітному полі; штрихпунктирною кривою показано функцію щільності станів, якщо магнітного поля немає

Важлива особливість зонної структури напівпровідника у магнітному полі – зміщення екстремумів зон. Дно

зони провідності піднімається на $\frac{\hbar\omega_c}{2} = \frac{e\hbar B}{2m_n^*}$, а дно валентної зони опу-

скається на $\frac{\hbar\omega_c}{2} = \frac{e\hbar B}{2m_p^*}$.

Квантування станів у магнітному полі приводить до низки магнітооптичних ефектів завдяки можливостям реалізації міжзонних, домішкових і внутрішньозонних оптичних переходів. Далі названо найважливіші з магнітооптичних ефектів з їх короткою характеристикою.

Фотоелектромагнітний ефект (Кікоїна–Носкова) зумовлений біполярною дифузією з освітленої поверхні напівпровідника. Під час освітлення напівпровідника, вміщеного у магнітне поле, спрямоване перпендикулярно напрямку поширення світла у кристалі, виникає ЕРС, як і за ефекту Дембера (рис. 3.13).

Дифузійні потоки генерованих світлом надлишкових електронів і дірок, що

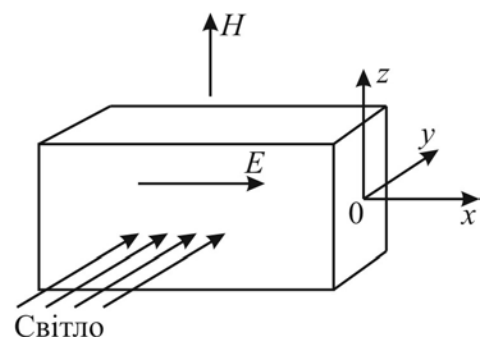


Рис. 3.13. Фотоелектромагнітний ефект

рухаються від поверхні вглиб напівпровідника внаслідок градієнта надлишкової концентрації, відхиляються магнітним полем до *протилежних граней* зразка, паралельних напрямкам поширення світла й магнітного поля.

Фотоелектромагнітний ефект аналогічний ефекту Холла, але в ефекті Холла електрони й дірки (які *дрейфують у різні боки*) відхиляються магнітним полем до *однієї грані* зразка, а в разі фотоелектромагнітного ефекту (*дифузійні потоки* електронів і дірок спрямовані в один бік) – до *різних граней*. Виникає ситуація, коли електронно-діркові пари розділяються не лише за рахунок різних дифузійних швидкостей, а й протилежно напрямленими магнітними силами.

Якщо магнітне поле H напрямлено вздовж осі z (рис. 3.13), а світловий пучок і дифузійний потік – вздовж осі y , то магнітне поле відхиляє електрони й дірки в різні боки, спричиняючи у напрямку x просторове розділення зарядів. Якщо кінці зразка замкнені, то в ланцюгу виникає струм j_x , якщо ж розімкнені, то – фотоерс.

На відміну від ефекту Дембера, фотоелектромагнітний ефект не зумовлений обов'язковою різницею рухливостей електронів і дірок, тому що він для електронів та дірок є ефектом сумарним, а не різницеvim. Фотоелектромагнітний ефект може виникати у разі як власного, так і домішкового поглинання світла. Фотомагнітна напруга прямо пропорційна магнітній індукції та світловому потоку й обернено пропорційна концентрації рівноважних носіїв заряду. За інших рівних умов фотомагнітна напруга більша у слабколегованих і власних напівпровідниках.

Досліджуючи спектральні характеристики фотоелектромагнітного ефекту, можна отримати інформацію про *параметри зонної структури* та *домішкових станів* у напівпровіднику. Фотоелектромагнітний ефект залежить, по-перше, від часу життя носіїв заряду, і по-друге, від швидкості поверхневої рекомбінації, тому його можна використовувати для розрахунку цих параметрів напівпровідника навіть у разі малих часів життя носіїв заряду.

Міжзонне магнітопоглинання відбувається через осциляції власного поглинання світла в магнітному полі, що зумовлено переходами між рівнями Ландау валентної зони й зони провідності.

Зі змінюванням частоти світла коефіцієнт поглинання за прямих переходів осцилює, якщо енергія фотона більша, ніж енергія забороненої зони. Максимуми у спектрі поглинання відповідають переходам між рівнями Ландау різних зон з правилом відбору $\Delta n = 0$. Такі осциляції спостерігали у германії, антимоніді індію та інших напівпровідниках. Якщо побудувати залежність положення піків осциляції від значення магнітної індукції, то, екстраполюючи до $B = 0$, можна знайти ширину забороненої зони, причому з найвищою точністю, а за нахилом прямих $\hbar\omega(B)$ визначити зведену ефективну масу носіїв заряду

$$\left(m_r^*\right)^{-1} = \left(m_n^*\right)^{-1} + \left(m_p^*\right)^{-1}$$

і, знаючи одну з мас m_n^* або m_p^* , знайти другу.

Якщо переходи непрямі, то у спектрі міжзонного магнітопоглинання спостерігають низку сходинок (які з підвищенням температури розмиваються). Непряме поглинання проходить за участю фононів, і правило відбору $\Delta n = 0$ вже не буде обов'язковим.

Домішкове магнітопоглинання відбувається під час оптичних переходів електронів і дірок з основного стану в збуджений (ефект Зеемана на домішкових рівнях), а також під час переходів між домішковими станами та рівнями Ландау в дозволених зонах.

Спектр магнітопоглинання має осциляції – такі, як під час міжзонних переходів (рис. 3.14). За відстанню між піками осциляцій у спектрі домішкового магнітопоглинання можна визначити ефективну масу носіїв заряду в дозволених зоні, з якою пов'язані ці переходи, тоді як міжзонне магнітопоглинання дає змогу обчислити лише зведену ефективну масу.

Поворот площини поляризації світла (ефект Фарадея) на вільних носіях заряду та міжзонний ефект Фарадея зумовлені різницею оптичних шляхів двох колових електромагнітних хвиль протилежної поляризації.

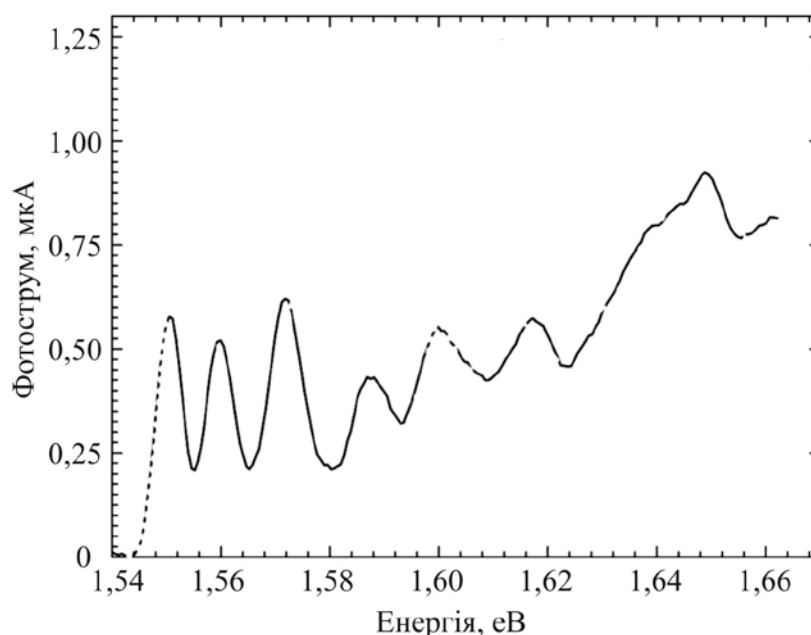


Рис. 3.14. Спектр магнітопоглинання для структури GaAs/AlGaAs у перпендикулярних до електричного ($10^3 \dots 10^4$ В/см) та магнітного (8 Тл) полях за температури рідкого гелію

Цей ефект спостерігають під час проходження плоскополяризованої світлової хвилі через кристал, уміщений у постійне магнітне поле, паралельне напрямку поширення хвилі, при цьому площина поляризації світла після проходження крізь кристал повертається на деякий кут ϕ , що залежить від ступеня відхилення від циклотронної частоти й товщини кристала. Поблизу циклотронної частоти кут ϕ змінює знак на протилежний. Коли частоти великі ($\omega \gg \omega_c$), то кут ϕ обернено пропорційний квадрату частоти і прямо пропорційний магнітному полю: $\phi = \frac{B}{\omega^2 m^*}$.

Експериментально отримана залежність $\phi(B)$ або $\phi(\omega)$ дозволяє знайти ефективну масу носіїв заряду.

Нещодавно було зареєстровано ефект Фарадея в одно- та багаточаровому графені (рис. 3.15). Передбачали, що кут обертання становитиме близько 0,01 радіана, але насправді він дорівнює 0,1 радіана [$\sim 6^\circ$]. За значенням кута в перерахунку на один шар атомів графен випередив усіх своїх напівпровідникових «суперників».

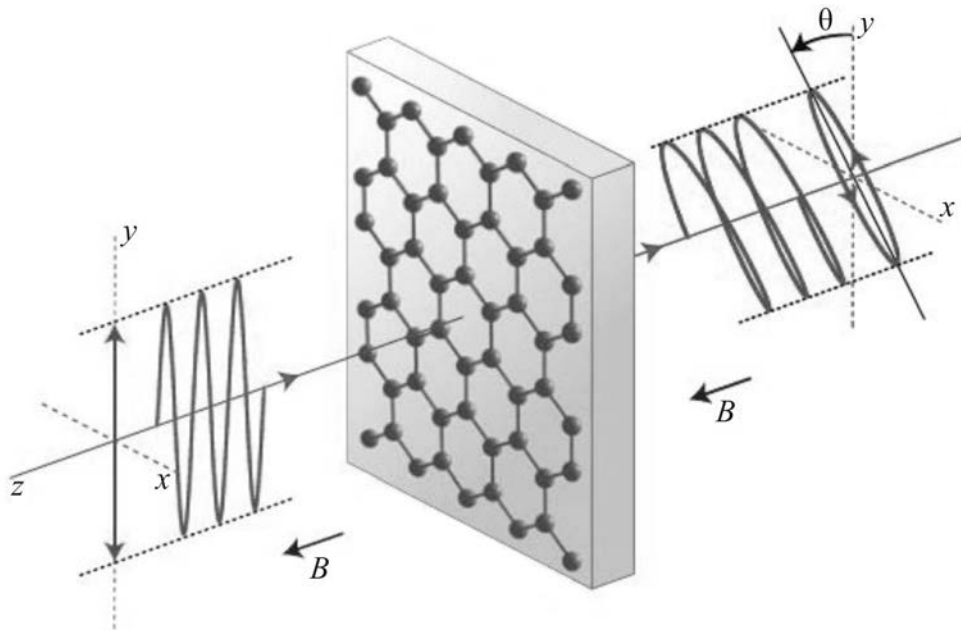


Рис. 3.15. Ефект Фарадея у графені

Ефект Фарадея і споріднений йому магнітооптичний ефект Керра застосовують в оптичному зв'язку, пристроях зберігання інформації, обчислювальних системах. Виявлені властивості графену дають можливість створювати унікальні пристрої, втім на практиці потрібні достатньо великі кути обертання площини поляризації (45°), для реалізації яких необхідно близько 10 шарів графену. Крім того, цей матеріал поглинає інфрачервоне випромінювання, що приводить до помітного ослаблення сигналу в готових пристроях, наприклад в оптичних діодах.

Подвійне променезаломлення, що виникає у магнітному полі (ефект Фойгта), можна вважати ефектом, спорідненим ефекту Фарадея на вільних носіях. Він виникає в умовах, коли магнітне поле перпендикулярне до напрямку поширення світла.

Після проходження через напівпровідник, вміщений у магнітне поле, лінійнополяризоване світло стає еліптичнополяризованим. За цих умов між складовими електричного вектора E_{\parallel} і E_{\perp} з'являється зсув фаз θ , який можна обчислити, зіставляючи кут φ (поворот площини поляризації в ефекті Фарадея) і кут θ (в ефекті Фойгта), тоді отримаємо співвідношення $\frac{\varphi}{\theta} = \frac{\omega_{\text{ц}}}{m^*}$, а отже ефективну масу носіїв заряду.

Ефекти Фарадея і Фойгта виникають під час не лише внутрішньозонних, але й міжзонних переходів. Інтерпретація експериментальних результатів у цьому разі дещо складніша, ніж для внутрішньозонних переходів вільних носіїв заряду. Як і в міжзонному магнітопоглинанні, для міжзонного ефекту Фарадея спостерігають осциляції залежно від енергії фотонів за постійного магнітного поля. Спектр магнітопоглинання для непрямих переходів – східчастий, а у разі ефекту Фарадея осциляції виглядають як низка максимумів, що дає перевагу в точності вимірювань.

Магнітоплазмові явища виникають у кристалі, вміщеному в постійне магнітне поле, коли світло взаємодіє з кристалом на частоті, близькій до плазмової $\omega_{\text{пл}}$.

Основні експериментальні методики вивчення цих явищ полягають у спостереженні *відбиття світла* поблизу плазмової частоти від кристала, поміщеного у магнітне поле, та *обертання площини поляризації* світла.

Досліджуючи спектри плазмового відбиття *без магнітного поля*, можна отримати ефективну масу носіїв заряду m^* за певним значенням плазмової частоти $\omega_{\text{пл}}$, знаючи діелектричну проникність і відношення концентрації n до ефективної маси $\frac{n}{m^*}$. Похибка у визначенні ефективної маси m^* у цьому разі залежить від точності не вимірювання плазмового резонансу, а холлівських вимірювань концентрації носіїв n і значення діелектричної проникності. Якщо вимірювати плазмове відбиття у *постійному магнітному полі*, то ефективну масу можна обчислити безпосередньо за зсувом плазмового мінімуму, не знаючи концентрації носіїв заряду.

Метод магнітоплазмового резонансу можна використовувати як безконтактний експрес-метод для визначення концентрації та рухливості електронів у тонкоплівкових зразках і мезоструктурах на високоомних підкладках.

Магнітоплазмові ефекти в напівпровідниках зазвичай досліджують

експериментально в інфрачервоній області спектра, де $\omega\tau \gg 1$. Частота плазмового резонансу $\omega_p^2 = ne^2(m^*\epsilon_0\epsilon_r)^{-1}$ визначається концентрацією електронів n і не залежить від розмірів зразка. Виміряні частотні залежності магнітоплазмового відбиття світла за наявності магнітного поля, перпендикулярного площині зразка, дозволяють також розрахувати ефективну масу електрона m^* та час релаксації за імпульсом τ .

В експериментах на НВЧ можна спостерігати розмірні резонанси (*гелікони*), які виникають в умовах, коли товщина зразка дорівнює цілому числу півхвиль. Вимірювання довжини хвилі у зразку в разі резонансу дозволяє встановити концентрацію носіїв, товщина зразка при цьому значно більша, ніж глибина скін-шару за нульового магнітного поля.

Оптичні явища у схрещених електричному і магнітному полях – виникають осциляції поглинання світла для міжзонних переходів. У разі прямих дозволених переходів максимумами осциляції звичайного оптичного поглинання у магнітному полі під час накладення перпендикулярного електричного поля зміщуються у бік менших енергій.

Якщо спостерігати осциляції магнітопоглинання у схрещених полях, можна знайти суму $(m_n^* + m_p^*)$, а якщо тільки в магнітному полі – то зведену ефективну масу m_r^* , тобто, досліджуючи ці ефекти одночасно, обчислити m_n^* і m_p^* . Зауважимо, що такі експерименти слід проводити в умовах не надто сильних магнітних полів.

Осциляції різних електрофізичних властивостей за своєю фізичною природою належать до класу магнітооптичних явищ у сильних магнітних полях. До ефектів, зумовлених квантуванням станів носіїв за ряду в зонах завдяки сильному магнітному полю, належать такі:

- осциляції *магнітної сприйнятливості* (осциляції де Гааза–Ван-Альфена);
- осциляції *проходження світла* у вироджених кристалах (осциляції Шубнікова – де Гааза);

- осциляції *поглинання ультразвуку* в кристалах, поміщених у магнітне поле;
- осциляції *термоерс* у магнітному полі.

Осциляції *магнітної сприйнятливості* й *термоерс* зумовлені зміною термодинамічного потенціалу в магнітному полі. Осциляції світлопропускання під час зміни магнітного поля виникають у вироджених напівпровідниках і спричинені різкою зміною щільності станів електронів у дозволених зонах у разі проходження квантового рівня Ландау через рівень Фермі. Спостереження за осциляціями дозволяють отримувати інформацію про динамічні властивості носіїв заряду в околі рівня Фермі, тобто відновлювати форму поверхні Фермі металів і вироджених напівпровідників.

3.4. ЯДЕРНИЙ МАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС

Упродовж тривалого часу припущення, що відповідно до закону Ампера магнітну поведінку атомів і молекул можна пояснити циркуляцією в них слабких електричних струмів, було постулатом. Сучасні уявлення про будову атома по-іншому тлумачать «струми Ампера». Центральною частиною атома є масивне ядро, відносні розміри якого на рис. 3.16, *а* дуже перебільшені, тобто за вказаним масштабом воно має бути в 10000 разів мен-

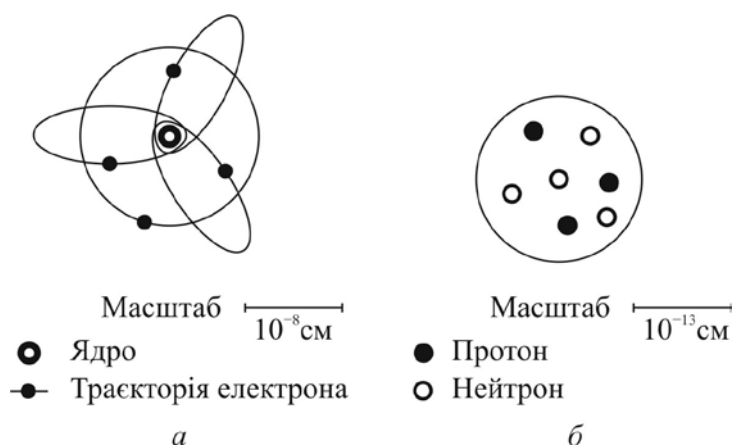


Рис. 3.16. Схематичне зображення:

а – атома; *б* – ядра

шим. Нейтрони і протони перебувають у стані швидкого руху всередині ділянки, обмеженої на рисунку колом. Кола та еліпси символізують орбіти електронів, маса яких значно менша, ніж маса ядра. Кожен електрон несе негативний електричний заряд; рух цих зарядів еквівалентний струму в петлі з

дроту в дослідах Ампера, і саме він надає атомам властивості «елементарних магнітів» та є першопричиною магнетизму.

Переходячи до розгляду ядерного магнетизму, можна уявити «елементарні магніти» зовсім іншої природи. На відміну від атомного магнетизму, ядерний магнетизм може бути зумовлений струмами Ампера, що проходять усередині ядра. Таку модель будови атомного ядра дуже спрощено показано на рис. 3.16, б.

Ядра не є простими, оскільки складаються з кількох частинок, які називають нуклонами. Нуклонами є протони – позитивно заряджені частинки масою, що у 2000 разів перевищує масу електрона, та нейтрони – частинки без заряду масою, близькою до маси протона.

Частинки обох типів швидко рухаються в межах невеликої ділянки, яка відповідає об'єму ядра й на рисунку показана колом. Достеменно відомо, що, незалежно від особливостей внутрішнього руху нуклонів, принаймні для половини відомих ядер можна говорити про обертання ядра як цілого навколо осі, яка проходить через його центр мас. Ядерний магнітний резонанс виникає за рахунок магнітних властивостей ядер. Магнітний момент протона (ядерний магнетон) дорівнює

$$\mu_J = \frac{e\hbar}{2Mc} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ Ерг/Гс}, \text{ де } e - \text{заряд електрона; } c - \text{швидкість світ-}$$

ла; \hbar – редукована стала Планка, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; M – маса протона. Наявний

пропорційний зв'язок між магнітним моментом частинки (m) і моментом кількості руху (J): $m = \gamma J$, де γ – гіромагнітне відношення для певної частинки. Магнітний момент протона може мати лише квантоване

значення і характеризується спіновим числом $s = \frac{1}{2}$.

Спінові числа ядер задовольняють таким правилам:

1. Ядра з парними кількостями протонів і нейтронів мають спін $s = 0$.
2. Ядра з непарною кількістю протонів та нейтронів мають цілий спін ($s = 0, 1, \dots$).
3. Ядра з кількістю протонів і нейтронів різної парності мають напівцілий спін $\left(s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots \right)$.

Відповідно до законів квантової механіки момент, що характеризує обертання ядра, може бути дискретним: $\left(0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}\right)\hbar$, де \hbar – редукована стала Планка, а числа в дужках вказують на значення спіну ядра. Коли спин не дорівнює нулю, тобто ядро обертається навколо своєї осі, рух зарядів ядра подібний до струмів Ампера й теж зумовлює магнітні властивості ядер.

Попри якісну подібність атомного та ядерного магнетизму, їх кількісні характеристики суттєво відрізняються. Силу магніту оцінюють за значенням магнітного моменту, який для макроскопічного магніту розраховують як добуток сили північного чи південного полюса на відстань між ними. Порівнюючи атом і ядро з рівними кількостями руху, можна очікувати, що їх магнітні моменти будуть наближено обернено пропорційними масам електрона й нуклона, і насправді магнітний момент ядра майже в тисячу разів менший, ніж магнітний момент атома.

З такої простої моделі будови ядра може здаватися, що обертання ядра навколо своєї осі є необхідною умовою для виникнення магнітного моменту, але насправді протон має власний спин $\frac{1}{2}$, а отже і магнітний момент. Нейтрон, який теж має спин $\frac{1}{2}$, також характеризується магнітним моментом навіть без електричного заряду. Кількісний аналіз ядерного магнетизму ґрунтується на врахуванні власних моментів нуклонів. Ядро найпростішого атома (водню) містить єдиний протон, тому в цьому разі магнітні властивості зумовлені власним спіном і магнітним моментом протона.

Частинка зі спіном $\frac{1}{2}$ може перебувати лише в одному з двох стаціонарних станів: ψ_1 або ψ_2 . Для частинки з гіромагнітним відношенням γ енергії взаємодії з магнітним полем H_0 у станах ψ_1 і ψ_2 дорівнюють $-\frac{1}{2}\gamma\hbar H_0$ та $+\frac{1}{2}\gamma\hbar H_0$ відповідно.

Без магнітного поля обидва стани частинки зі спіном $\frac{1}{2}$ мають однакову енергію, тобто вироджені. У разі накладання магнітного поля H_0 вихідний нульовий рівень енергії E_0 розщеплюється на два магнітні підрівні, причому енергія кожного підрівня пропорційна напруженості магнітного поля H_0 (рис. 3.17).

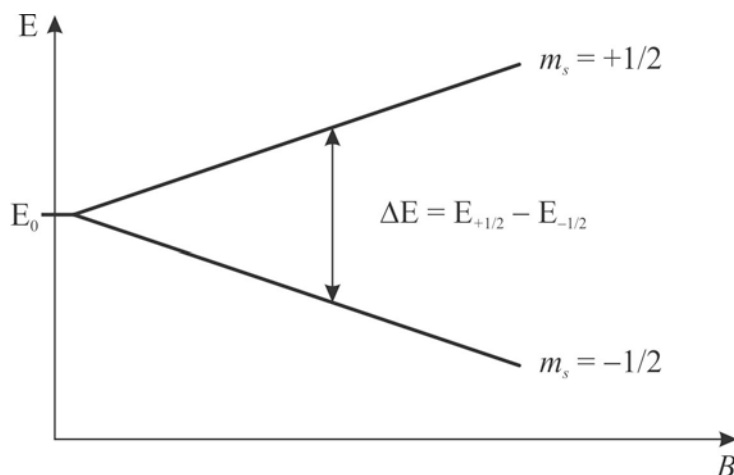


Рис. 3.17. Розщеплення ядерних спінових рівнів у зовнішньому магнітному полі

Для збудження переходів частота опромінювання ν має задовольняти умові $h\nu = \Delta E$, де ΔE – різниця енергій двох підрівнів, при цьому система поглинає квант енергії та переходить в інший стан. У розглянутому випадку значення ΔE становить різницю енергій магнітних рівнів:

$$\Delta E = E_{+1/2} - E_{-1/2} = \gamma \hbar H_0.$$

Таким чином, частота опромінювання має дорівнювати $\frac{\gamma H_0}{2\pi}$. Оскільки переходи відбуваються за фіксованих значень частоти ν , можна тлумачити цей результат як резонанс, а самі частоти ν назвати частотами ядерного магнітного резонансу (ЯМР).

Для магнітних полів з індукцією до 1 Тл частоти ЯМР більшості магнітних ядер перебувають у діапазоні 1...100 МГц, тобто в радіодіапазоні, тому спектроскопія ЯМР належить до радіоспектроскопічних методів досліджень. Методом ЯМР можна дослідити ядра ^1H , ^2H , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{17}O , ^{19}F , ^{29}Si та ^{31}P у магнітних полях 1,4...7 Тл на частотах 4...300 МГц.

Періодичний вплив у експериментах за ЯМР створюється за допомогою збуджувального поля H_1 невеликої амплітуди $H_1 < H_0$, направленого перпендикулярно до H_0 . Для досягнення резонансу необхідно, щоб поле H_1 мало колову поляризацію, тобто вектор H_1 обертався із частотою ω , близькою до ω_0 .

Нахилений вектор ядерної поляризації поводить ся як невидима магнітна стрілка, яка обертається в досліджуваній речовині, що можна ви-

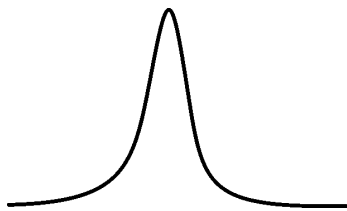


Рис. 3.18. Форма сигналу поглинання протонів у воді

явити завдяки явищу електромагнітної індукції, розмістивши навколо досліджуваного зразка додаткову котушку. Зміна магнітного потоку, що пронизує котушку, приводить до появи на її выводах змінної напруги. Отриманий сигнал підсилюється і подається на пристрій візуалізації, зокрема осцилограф. Приклад такого сигналу показано на рис. 3.18.

Окрім прикладання додаткового змінного поля, для збудження спінової системи широко застосовують імпульсний метод. Додаткове магнітне поле із частотою, близькою до частоти прецесії ядер, вмикається протягом короткого часу (імпульс) і спричиняє прецесію. По закінченні імпульсу магнітні моменти повертаються до вихідної орієнтації та випромінюють сигнал. На практиці для виявлення у знятому сигналі внесків ядер із різною частотою прецесії застосовують методи оброблення сигналів, зокрема перетворення Фур'є.

Ядерний магнітний резонанс уперше спостерігав Блох як резонанс поглинання на протонах у воді, а Парселл отримав на протонах у парафіні, за що йому присудили Нобелівську премію 1952 року. Дослідження за допомогою ЯМР широко застосовують у фізиці, біології, медицині, неруйнівному контролі та промисловості. За допомогою ЯМР можна вивчати взаємодію між ядерними магнітними моментами, а також магнітну взаємодію ядер з електронними спінами й орбітальними магнітними моментами. Аналіз ЯМР-спектрів використовують для визначення структури і складу хімічних сполук.

Відкриття ЯМР спричинило революцію в методах ідентифікації органічних сполук. Поряд з методом дифракції рентгенівських променів ЯМР використовують для встановлення структури біологічних макромолекул. Цей метод стає особливо важливим, коли досліджувана речовина міститься в розчині та її неможливо кристалізувати. За допомогою сучасної техніки ЯМР, яка працює в магнітних полях розсіювання, проводять підповерхневі дослідження, що дає змогу контролювати процеси виготовлення бетону, сушіння деревини, перевіряти якість автомобільних шин, а також досліджувати геологічні породи й шукати нафту і природний газ.

Явище ЯМР широко використовують у медицині для неінвазивного дослідження органів і систем людського тіла. З маркетингових міркувань для досліджень за допомогою ЯМР уживають сполучення «магнітнорезонансна томографія» (МРТ), оскільки слово «ядерний» у пересічних громадян викликає невмотивовану асоціацію з ядерною енергетикою та пов'язані з цим ризики опромінювання.

Подібно до рентгенівської комп'ютерної томографії у МРТ застосовують автоматизовану комп'ютерну систему сканування та оброблення знятих сигналів. Однак МРТ має суттєві переваги передусім тому, що рентгенівські промені замінюються радіохвилями. Це дозволяє зменшити обмеження на контингент обстежуваних (дітей, вагітних) за рахунок усунення променевого навантаження на пацієнта й лікаря. Крім того, зникає потреба у вживанні спеціальних заходів щодо захисту персоналу й навколишнього середовища від рентгенівського випромінювання.

Важливо також відзначити високу чутливість методу до окремих життєво важливих ізотопів та особливо до водню – одного з найпоширеніших елементів м'яких тканин. Контрастність зображення на томограмі забезпечується за рахунок різниці в концентраціях водню в різних ділянках органів і тканин, при цьому дослідженню не заважає фон від кісткових тканин, адже концентрація водню в них навіть нижча, ніж у тканинах, а чутливість методу до різних хімічних зв'язків у різних молекул підвищує контрастність картинки.

Методом МРТ можна створити зображення судинного русла без додаткового контрастування і навіть із визначенням параметрів кровотоку. Досягнуто кращу на сьогодні роздільну здатність дослідження, завдяки чому можна побачити об'єкти розміром у частки міліметра. Крім того, МРТ дозволяє легко отримувати зображення не тільки поперечних зрізів, але і поздовжніх.

ЯМР-спектроскопія – це метод ідентифікації та вивчення речовин, що ґрунтується на ЯМР. Найчастіше його застосовують для органічних сполук. Натепер ЯМР-спектроскопія дозволяє ідентифікувати сполуку, маючи менше 1 мг речовини, зразок якої розчиняють у непро-тонному (такому, що не має у своєму складі водню) розчиннику, ампулу вміщують у ЯМР-спектрометр, після нетривалого (для простих сполук близько 30 с) накопичення сигналу отримують спектр, де за положенням піків (частотою поля збудження) окремих протонів характеризують сполуку. Для методу ЯМР доступні всі ядра, що мають нецілий спин.

Основою спектрометра ЯМР є потужний магніт. Як джерело випромінювання використовують радіочастотний генератор високої добротності. Під дією магнітного поля починають резонувати ядра, на які налаштований спектрометр, при цьому екрановані ядра резонують на дещо більшій частоті, ніж ядра без електронних оболонок. Поглинання енергії фіксується радіочастотним мостом і потім записується самописцем або запам'ятовується на комп'ютерних носіях. Частоту збільшують доти, доки вона не досягне межі, вище якої резонанс неможливий.

Досліджуваний зразок поміщають усередину радіочастотної котушки або мікрохвильового резонатора, розміщених між полюсами магніту (рис. 3.19). Надзвичайно висока точність налаштування установки та її чутливість під час визначення потужності, яка поглинається, – це головна перевага методу магнітного резонансу. В стандартній експериментальній методиці частота коливань ω поперечного поля підтримується постійною і резонанс досягається за допомогою зміни напруженості поля B_0 , що приводить до повільного змінювання частоти прецесії γB_0 , при цьому на екрані осцилографа можна спостерігати компоненту M , яка коливається у про-

тифазі з керувальним поперечним полем $B_1 \cos(\omega t)$ (тобто потужністю, що поглинається) або у фазі з ним (рис. 3.20).

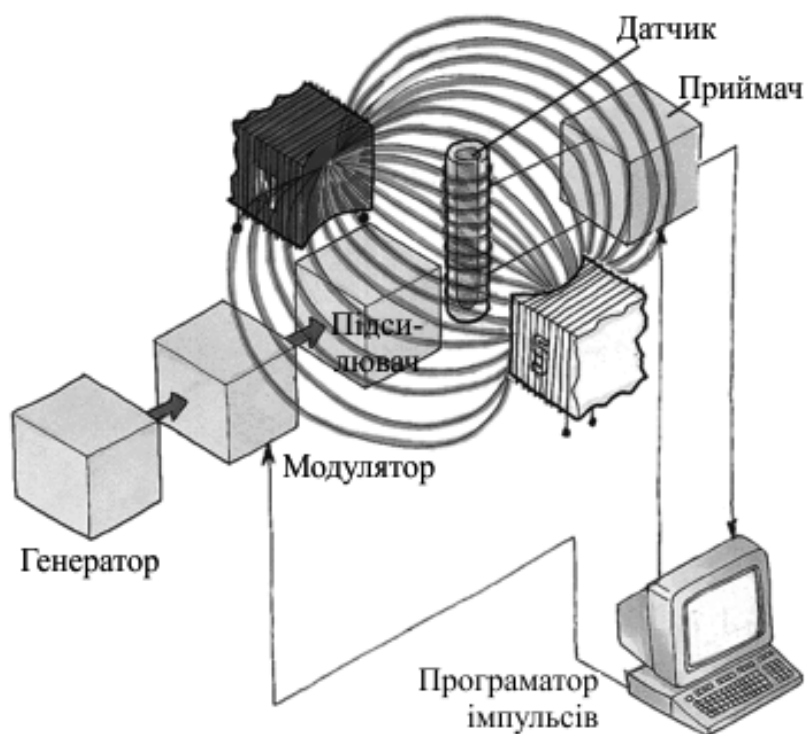


Рис. 3.19. Схематичне зображення установки для експерименту з магнітного резонансу в радіочастотному діапазоні

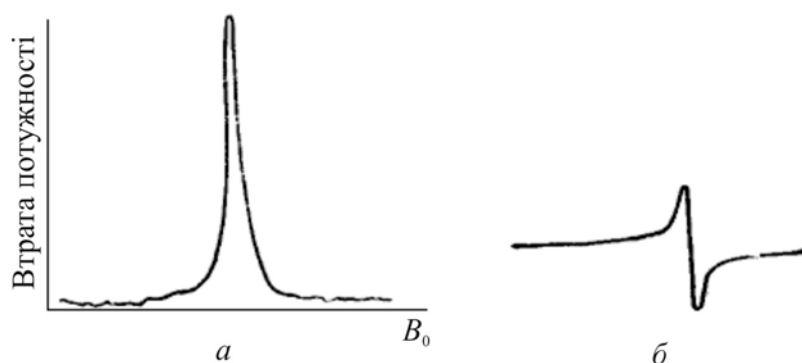


Рис. 3.20. Сигнали магнітного резонансу протона в рідкому водні:
 а – втрата потужності; б – компонента M , яка перебуває у фазі з поперечним полем

В імпульсному варіанті ЯМР ядра збуджують не «постійною хвилю», а за допомогою короткого імпульсу тривалістю кілька мікросекунд. У ЯМР-спектроскопії потрібно використовувати «жорсткі імпульси», тобто короткі імпульси великої потужності. Тривалість імпульсу вибирають так, щоб ширина частотної смуги була більшою, ніж ширина спектра на один-два порядки. Потужність сягає декількох тисяч ват.

У результаті імпульсної спектроскопії отримують не звичайний спектр з видимими піками резонансу, а зображення згасальних резонансних коливань, у якому змішані всі сигнали від усіх резонувальних ядер. Для перетворення цього спектра використовують математичні методи, зокрема перетворення Фур'є, за яким будь-яку функцію можна подати у вигляді суми безлічі гармонічних коливань.

Для якісного дослідження за допомогою ЯМР використовують аналіз спектрів, який ґрунтується на таких властивостях цього методу:

- сигнали ядер атомів, що входять у певні функціональні групи, перебувають у строго визначених ділянках спектра;
- інтегральна площа, обмежена піком, строго пропорційна кількості резонувальних атомів;
- ядра, що лежать через 1...4 зв'язки, здатні давати мультиплетні сигнали в результаті розщеплення один на одному.

Положення сигналу в спектрах ЯМР характеризують їх хімічним зміщенням відносно еталонного сигналу, для отримання якого застосовують зокрема тетраметилсилан $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ (ТМС). Одиницею хімічного зміщення є мільйонна частка (м. ч.) частоти приладу. Якщо взяти сигнал ТМС за 0, а зміщення сигналу в слабкому полі вважати позитивним хімічним зміщенням, то отримаємо шкалу δ ; якщо ж резонанс ТМС прирівняти до 10 м. ч. і змінити знаки на протилежні, то результуюча шкала буде шкалою τ , яку майже не використовують нині. Коли спектр речовини дуже складний для інтерпретування, можна застосувати квантово-хімічні методи розрахунку констант екранування і на їх підставі співвіднести сигнали.

ЯМР-інтроскопія. Протони, які формують ЯМР-сигнал, здебільшого належать до молекул води і груп $-\text{CH}_2- \dots -\text{CH}_2-$ різних ліпідних структур. Велика кількість інших протонів, що входять до складних біополімерних комплексів, перебувають у квазітвердотільному стані й через високу швидкість спінової релаксаційної взаємодії не беруть участі у формуванні ЯМР-сигналів типового томографа.

Діагностична результативність МРТ зумовлена тим, що контраст зображення залежить від низки характеристик, зокрема від релаксацій-

них параметрів локальної протонної намагніченості м'яких тканин. Релаксацийні параметри T_1 і, відповідно, контраст зображення за цим методом безпосередньо залежать від особливостей та варіацій біохімічного складу клітинних структур живого організму. Якість томографічного зображення визначається такими параметрами, як роздільна здатність і контрастність, які у практичній роботі доводиться обмежувати через необхідність мінімізувати час проведення експериментального дослідження.

Час протонної релаксації біологічних тканин залежить від значення основного магнітного поля: зі збільшенням поля збільшується час релаксації. Якщо у МРТ використано менше магнітне поле, то через меншу поляризацію спінів відповідно знижується амплітуда ЯМР-сигналу, але у разі накопичення серії томограм таке зниження частково компенсується зменшенням часу релаксації.

Якісне зображення на томограмах (МРТ-знімках) отримують лише в однорідному магнітному полі, яке неможливо створити без додаткового вирівнювання. Для цього до основного магніту магнітнорезонансного томографа під'єднують додаткові котушки, які створюють градієнти, що компенсують технічну неоднорідність магніту. Котушками ЯМР-томографа, які створюють градієнтні імпульси у трьох напрямках простору, керують за допомогою системи підсилювачів. Передавач радіоімпульсів, або передавальна котушка томографа, генерує хвилі резонансної частоти й модулює їх в імпульси необхідної форми.

Щоб на слабкі ЯМР-сигнали не накладалися перешкоди, магніт МРТ-апарата поміщають у спеціальне приміщення («клітку» Фарадея), стінки якого виготовлено з мідних або алюмінієвих листів або сітки. Отриманий ЯМР-сигнал за допомогою аналого-цифрового перетворювача набуває цифрової форми й передається в комп'ютер для реконструкції зображення та формування томограм.

3.5. Електронний парамагнітний резонанс

Явище електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) відкрив Є. К. Завойський, який з'ясував, що парамагнітний зразок, уміщений у постійне магнітне поле, може поглинати енергію електромагнітного поля, яка подається на нього. Поглинання електромагнітного випромінювання парамагнітними зразками має вибірковий (резонансний) характер, оскільки воно виникало лише за певного співвідношення між напруженістю постійного магнітного поля і частотою змінного електромагнітного поля. Методи дослідження, пов'язані з ЕПР, набули широкого застосування у фізиці, хімії, біології та медицині.

Для виникнення ефекту атоми досліджуваного матеріалу мають містити неспарений електрон. Матеріали, в яких відбувався ЕПР, такі: 1) перехідні метали (V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu та ін.); 2) деякі органічні радикали (NO, CH₃).

Без постійного магнітного поля H магнітні моменти неспарених електронів спрямовані довільно, стан системи таких частинок є виродженим за енергією, у разі накладання поля H рівень енергії електронів E_0 розщеплюється (див. рис. 3.17).

Розподіл електронів за підрівнями відповідає закону Больцмана, відповідно до якого заселеність підрівнів розраховують як $\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right)$, де k_B – стала Больцмана; T – абсолютна температура.

Якщо на зразок подіяти змінним магнітним полем із частотою ν , яка задовольняє $h\nu = \Delta E = \gamma\hbar H_0$, і спрямованим перпендикулярно H , то індуються переходи між сусідніми підрівнями, причому переходи з поглинанням та випромінюванням кванта $h\nu$ рівноймовірні. Оскільки відповідно до розподілу Больцмана на нижчому рівні кількість електронів більша, то переважатиме резонансне поглинання енергії змінного магнітного поля. У системах із незначним тепловим рухом можлива ситуація, за якої зі збільшенням частоти зовнішнього поля поглинання залишається незмінним.

Для неперервного поглинання енергії умови резонансу недостатньо, тому що під дією електромагнітного випромінювання вирівнюється заселеність підрівнів (ефект насичення). Для підтримки Больцманівського розподілу заселеності підрівнів необхідні релаксаційні процеси. Релаксаційні переходи електронів зі збудженого стану в основний відбуваються у разі обміну енергією з навколишнім середовищем (ґраткою) за індукованих ґратковою переходів між електронними підрівнями, який називають спін-ґратковою релаксацією. Надлишок енергії перерозподіляється між самими електронами – відбувається спін-спінова релаксація. Часи спін-ґраткової релаксації t_1 і спін-спінової релаксації t_2 є кількісною мірою швидкості повернення спінової системи до початкового стану після впливу електромагнітного випромінювання. Зафіксоване реєструвальним пристроєм поглинання електромагнітної енергії спіновою системою є спектр ЕПР.

Основні параметри спектрів ЕПР такі: інтенсивність, форма й ширина резонансної лінії, g -фактор і константи тонкої та надтонкої структур. На практиці зазвичай реєструють першу (рідше другу) похідні кривої поглинання, що дозволяє підвищити чутливість і роздільну здатність одержуваної інформації.

Інтенсивність лінії, яку визначають за площею під кривою поглинання (рис. 3.21, *a*), пропорційна кількості парамагнітних частинок у зразку. Їх абсолютну кількість оцінюють, порівнюючи інтенсивності спектрів досліджуваного зразка й еталона. Реєструючи першу похідну кривої поглинання (рис. 3.21, *б*), використовують процедуру подвійного інтегрування.

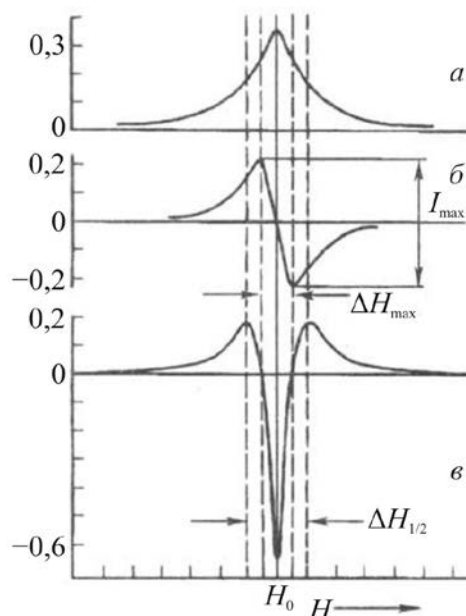


Рис. 3.21. Електронний парамагнітний резонанс:
a – крива поглинання; *б* – перша похідна поглинання; *в* – друга похідна поглинання;
 $\Delta H_{1/2}$ – ширина лінії на напіввисоті кривої поглинання;
 ΔH_{\max} і I_{\max} – відповідно ширина та інтенсивність лінії між точками максимального нахилу

У деяких випадках інтегральну інтенсивність можна наближено оцінити за співвідношенням $S = I_{\max} (\Delta H_{\max})^2$, де S – площа під кривою поглинання. Перша та особливо друга похідні (рис. 3.21, в) істотно залежать від форми лінії поглинання.

Форму лінії у спектрі ЕПР порівнюють як із кривою Лоренца $\left(y = \frac{a}{1+bx^2}\right)$, так і з кривою Гаусса $\left(y = a \cdot e^{-bx^2}\right)$. Лоренцівські лінії зазвичай спостерігають у спектрах ЕПР рідких розчинів парамагнітних частинок низької концентрації. Якщо лінія є суперпозицією декількох ліній, то її форма наближена до Гауссової.

Важливим параметром є *ширина лінії* ΔH_{\max} , пов'язана із шириною ліній на напіввисоті $\Delta H_{1/2}$ співвідношеннями $\Delta H_{\max} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Delta H_{1/2}$ (Лорен-

цівська форма) та $\Delta H_{\max} = \left(\frac{2}{\ln 2}\right)^{\frac{1}{2}} \Delta H_{1/2}$ (Гауссова форма). Реальні лінії

ЕПР зазвичай мають проміжну форму (в центрі – Лоренцівська, біля країв – Гауссова форма). Від часів релаксації t_1 і t_2 залежить ширина

резонансної лінії: $\Delta H_{1/2} \approx \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2}$, де t_1 характеризує час життя елект-

ронного спіну в збудженому стані (відповідно до принципу невизначеності за малих t_1 розширюються лінії ЕПР). У парамагнітних іонах t_1 має порядок $10^{-7} \dots 10^{-9}$ с і визначає основний канал релаксації, який зумовлює появу дуже широких ліній (аж до таких, які неможливо спостерігати за звичайних умов). У вільних органічних радикалах t_1 досягає секунд, тому головний внесок у ширину лінії роблять релаксаційні процеси, які пов'язані зі спін-спіновою взаємодією і визначаються часом t_2 ,

обернено пропорційним $\Delta H_{1/2} \left(\frac{1}{t_2} \sim k \cdot \Delta H_{1/2}\right)$, де k – параметр, що за-

лежить від форми лінії, зокрема для Лоренцівської лінії $k = 1$, для Гауссової лінії $k = \sqrt{\pi \ln 2}$. Фізичний сенс t_2 полягає в тому, що кожний еле-

ктронний спін у системі створює локальні поля в місцях перебування інших електронів, модулюючи резонансне значення поля H і приводячи до розширення лінії.

Параметр « g -фактор» – це фактор *спектроскопічного розщеплення*, який дорівнює відношенню магнітного моменту електрона до його механічного моменту. В разі суто спінового магнетизму (наприклад, у вільного електрона) $g = 2,0023$. Відхилення від цього значення свідчить про вплив орбітального магнетизму (спін-орбітальна взаємодія), що приводить до зміни значення резонансного поля. Цінну інформацію значення g -фактора надає під час аналізу спектрів ЕПР парамагнітних іонів із сильною спін-орбітальною взаємодією, тому що вона дуже чутлива до лігандного оточення іона, яке формує кристалічне поле. Для іонів g -фактор набуває вигляду $g = 2\left(1 - \frac{\lambda}{\Delta}\right)$, де λ – константа спін-орбітальної взаємодії (або спін-орбітального зв'язку); Δ – розщеплення у полі лігандів (частинки з'єднані з координаційним центром-акцептором та використовуються як донори електронної пари). Для органічних вільних радикалів значення Δ дуже велике, λ – мале й від'ємне, тому для цих систем g -фактор наближений до значення для вільного електрона й змінюється в межах третього знака після коми.

Тонка структура виникає у спектрах ЕПР парамагнітних іонів, що містять більше одного неспареного електрона (із квантовим числом спінового моменту кількості руху $S > \frac{1}{2}$), зокрема для іона з

$S = \frac{3}{2}$ у разі накладання постійного магнітного поля утворюються $2S + 1 = 4$ підрівні, відстані між якими для вільного іона однакові, та з поглинанням кванта $h\nu = g\hbar H_0$ має виникати один резонансний пік. В іонних кристалах за рахунок неоднорідності кристалічного поля інтервали між підрівнями спінової системи відрізняються, у результаті чого електромагнітне випромінювання поглинається за різних значень поля, що приводить до появи у спектрі трьох резонансних ліній.

Спектри ЕПР вивчають як на сантиметрових, так і на міліметрових хвилях. Основною перевагою ЕПР-спектроскопії міліметрового діапазону є висока спектральна роздільна здатність за g -фактором, пропорційна частоті реєстрації ν або напруженості зовнішнього магнітного поля. За частоти $\nu > 35$ ГГц насичення парамагнітних центрів досягають за меншого значення $H_{\text{вч}}$ поляризувального поля, дослідження релаксації і динаміки парамагнітних центрів. Метод ЕПР успішно застосовують у різноманітних науках, зокрема у біології, фізиці, геології, хімії, медицині, матеріалознавстві, антропології.

За допомогою ЕПР можна визначати концентрацію та ідентифікувати парамагнітні частинки в будь-якому агрегатному стані, що зручно для дослідження кінетики й механізму процесів, які відбуваються за їх участю. Спектроскопію ЕПР застосовують у радіаційній хімії, фотохімії, каталізі, під час вивчення процесів окиснення і горіння іон-радикалів, полімерних систем. Ґрунтовне дослідження спектрів ЕПР парамагнітних іонів d - та f -елементів дозволяє визначити валентний стан іона, кількісно вивчати кінетику й термодинаміку багатоступеневих процесів комплексоутворення іонів.

Метод ЕПР надає унікальну інформацію про парамагнітні центри, однозначно розрізняючи домішкові іони, які ізоморфно входять у ґратку, та дані про цей іон у кристалі: валентність, координацію, локальну симетрію, гібридизацію електронів, скільки і в які структурні стани електронів входить, орієнтування осей кристалічного поля в місці перебування цього іона, – повну характеристику кристалічного поля й відомості про хімічний зв'язок; а також, що дуже важливо, дозволяє виміряти концентрацію парамагнітних центрів у ділянках кристала з різною структурою.

Проте спектр ЕПР – це характеристика не тільки іона у кристалі, а й самого кристала, особливостей розподілу електронної щільності, кристалічного поля у кристалі, а отже діагностична характеристика мінералу, оскільки кожен іон у кожному мінералі має унікальні параметри. Парамагнітний центр є своєрідним зондом, що дає спектроскопічні й структурні характеристики свого мікрооточення.

Застосування методу ЕПР у біології та медицині надзвичайно різноманітні, насамперед у вивченні фотохімічних процесів, зокрема фотосинтезу, в дослідженні канцерогенної активності деяких речовин. Із санітарно-гігієнічною метою метод ЕПР використовують для визначення концентрації радикалів у повітряному середовищі.

Спеціально для вивчення біологічних молекул було запропоновано метод спін-міток, суть якого полягає в тому, що до молекули досліджуваного об'єкта приєднують парамагнітну сполуку з добре відомою структурою. За спектрами ЕПР знаходять положення такої спін-мітки в молекулі. Вводячи мітки в різні частини молекул, можна встановити розміщення різних груп атомів, їх взаємодію, вивчити природу й орієнтацію хімічних зв'язків і виявити молекулярний рух. Приєднання до молекули не однієї, а декількох спін-міток, наприклад двох, дозволяє отримати відомості про відстані позначених груп та їх взаємну орієнтацію.

Використовують також *спінові зонди* – парамагнітні частинки, нековалентно пов'язані з молекулами. На рис. 3.22 показано ЕПР-спектри нітроксильного радикала, вміщеного у гліцерин як спіновий зонд. З підвищенням температури знижується в'язкість гліцерину, що змінює вигляд спектра ЕПР, тобто за формою спектра ЕПР можна визначити мікророзчинність (в'язкість найближчого оточення спінового зонда), зокрема ліпідного шару мембрани.

Двохатомна молекула оксиду азоту NO відіграє роль універсального регулятора клітинного і тканинного метаболізму. Численні дослідження останніх років показали, що молекула NO використовується в системі регуляції кров'яного тиску, в розвитку імунної реакції та, ймовірно, є важливим біохімічним компонентом у системі довгострокової пам'яті. Порівняно недавно було виявлено, що оксид азоту є нейромедіатором, тобто виконує роль пере-

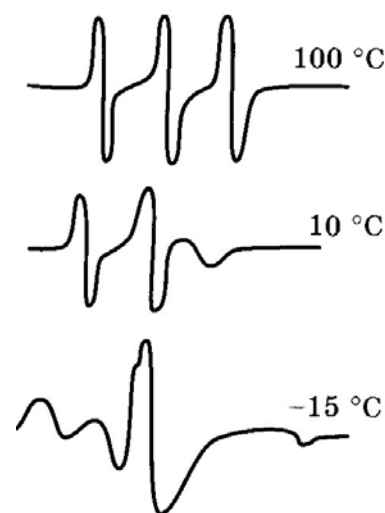


Рис. 3.22. Спектри ЕПР нітроксильного радикала, вміщеного як спіновий зонд у гліцерин

давача сигналів у нервовій системі, зокрема встановлено, що утворення надмірної кількості NO може бути пов'язане з виникненням деяких патологічних станів центральної нервової системи, включаючи судомні розлади.

Вирішальну роль у виявленні NO у клітинах і тканинах різних тварин і мікроорганізмів відіграв метод ЕПР, оскільки оксид азоту містить неспарений електрон, тому має парамагнітні властивості, завдяки яким появу NO у клітині можна зареєструвати за сигналом ЕПР. Молекула NO є короткоіснуючим радикалом, який має високу реакційну здатність, тому концентрація вільних молекул NO у клітині дуже мала. Для вловлювання NO-радикалів зазвичай використовують спеціальні хімічні пастки, які зв'язують NO, утворюючи стабільні парамагнітні комплекси, які дають характерні сигнали ЕПР, за якими роблять висновок про утворення у клітинах і тканинах NO-радикалів.

Історія відкриття радикалів NO у біологічних системах та з'ясування їх важливої регуляторної ролі надзвичайно цікава й повчальна. Сигнал ЕПР, зумовлений радикалом NO, відкрили 1963 року А. Ф. Ванін і Р. М. Налбандян в Інституті хімічної фізики АН СРСР у Москві, виявивши в пекарських дріжджах новий сигнал ЕПР, який мав вигляд дублета й середнє значення g -фактора 2,03 (завдяки чому джерело сигналу отримало назву «комплекс 2,03»), а пізніше – парамагнітні центри, які дають такий самий сигнал ЕПР, у тканинах тварин. Спочатку дослідники припускали, що джерелом сигналу є сірчані радикали, але у процесі подальших досліджень довели, що «сигнал 2,03» належить нітрозильним комплексам заліза (Fe–NO).

Сигнали ЕПР нітрозильних комплексів було виявлено в різних біологічних тканинах і мікроорганізмах. На підставі отриманих численних експериментальних даних було встановлено, що поява NO-радикалів зумовлена певними процесами клітинного метаболізму, і порушення нормальних процесів життєдіяльності призводять до збільшення концентрації «комплексів 2,03». Згодом методом ЕПР, який дозволяє реєструвати сигнали NO-радикалів і їх комплексів, було доведено, що

NO-радикали відіграють ключову роль у регуляції багатьох біологічних процесів.

Іншим важливим застосуванням ЕПР у медицині є виявлення сигналів, спричинених радіаційними ушкодженнями. Поряд з біологічними парамагнітними центрами природного походження, до яких, зокрема, належать розглянуті електронні переносники хлоропластів і NO-радикали, у біологічних системах можуть виникати парамагнітні центри, зумовлені радіаційними ушкодженнями біомолекул. Методом ЕПР було знайдено вільні радикали та іон-радикали, що з'являються під дією іонізуючого випромінювання у клітинах і тканинах, ізольованих білках і нуклеїнових кислотах.

Відзначимо наукову та практичну цінність досліджень у галузі радіаційної біофізики, одним з важливих практичних завдань якої є біодозиметричне обстеження населення, постраждалого внаслідок радіоактивного забруднення навколишнього середовища, зокрема після аварії на Чорнобильській атомній електростанції (АЕС) і багаторічних випробувань ядерної зброї. Населення, яке проживає поблизу ядерних полігонів або аварійних АЕС, піддавалося неконтрольованій дії іонізуючого випромінювання, проте переважна більшість людей не мали дозиметрів, тому нині доводиться визначати поглинуті дози опромінення ретроспективно, використовуючи біодозиметри, створені природою.

В основі методу біодозиметрії лежить той факт, що під дією іонізуючого випромінювання в деяких біологічних тканинах і матеріалах накопичуються довгоіснуючі парамагнітні центри, кількість яких пропорційна поглиненій дозі. Такі стабільні радіаційно-індуковані парамагнітні центри виникають, зокрема, в емалі зубів і кістках. Емаль зубів має мінеральну основу у вигляді ізоморфних кристалів апатиту, яка містить деякі органічні сполуки. Утворені під дією радіаційного опромінення емалі зубів парамагнітні центри виключно стабільні. За деякими оцінками, їх часи життя становлять 10^9 років, що не дивно, оскільки парамагнітні центри, які виникають під час опромінення у твердій мінеральній основі емалі зубів, жорстко фіксовані й не можуть рекомбінувати один з

одним. З огляду на це протягом усього життя тварин і людини в емалі їх зубів накопичуються стійкі парамагнітні центри, що виникають під дією іонізуючого випромінювання. Чим вища отримана доза, тим більше утворюється таких парамагнітних центрів, тобто кожна людина, що має хоча б один зуб, володіє своєрідним природним дозиметром іонізуючого випромінювання. Дозу випромінювання, поглиненого емаллю зубів, неважко розрахувати, якщо за допомогою спектрометра ЕПР виміряти концентрацію радіаційно-індукованих парамагнітних центрів. Таким чином, знаючи інтенсивність радіаційно-індукованого сигналу ЕПР, можна визначити дозу іонізуючого випромінювання, поглиненого організмом протягом усього його життя, але для того, щоб приготувати стандартний зразок зубної емалі, пацієнтові зазвичай доводиться жертвувати своїм зубом.

3.6. Циклотронний резонанс

Поряд з електронним парамагнітним резонансом і ядерним магнітним резонансом, циклотронний резонанс (ЦР) є одним з найбільш інформативних методів дослідження твердих тіл, що містять вільні електричні заряди, – провідників та напівпровідників. Резонансні методи дослідження частинок і квазічастинок у кристалах дуже важливі не тільки для фізики твердого тіла, але й для багатьох магнітоелектронних методів вивчення різних матеріалів, зокрема для біофізичних методів (мас-спектроскопія).

«Вилучити» квазічастинку з кристала принципово неможливо, оскільки вона є колективним збудженням усього кристала. Єдиний спосіб вивчити її полягає в тому, щоб теоретично встановити зв'язок між властивостями кристала й динамікою руху – законом дисперсії $E(p)$, де E – енергія; p – квазіімпульс частинки. Потім можна використовувати результати цих досліджень як індикатор енергетичного спектра. Зазвичай розглядають властивості, найбільш чутливі до закону дисперсії, передусім ефекти, які речовина проявляє *в магнітному полі*.

У металах, наприклад, поки на електрон не діють ніякі зовнішні сили, він «відпочиває» у визначеній точці імпульсного простору (але

«спокій» у просторі імпульсів не означає фактичної «зупинки» електрона, оскільки він рухається у кристалі, а середня кінетична швидкість його руху досягає в металах значення 10^6 м/с). Коли ж метал міститься в магнітному полі, то на кожний електрон починає діяти сила, напрямлена перпендикулярно до його швидкості (сила Лоренца).

Характер руху електрона провідності в магнітному полі можна визначити, враховуючи що, по-перше, магнітне поле *не змінює енергії електрона* (вектор сили Лоренца напрямлений перпендикулярно до швидкості електрона), а по-друге, на електрон, який рухається *вздовж* магнітного поля, сила Лоренца зовсім не діє, тому в металі електрон з енергією, яка дорівнює ферміївській, у магнітному полі рухається поверхнею Фермі. Траєкторія електрона в імпульсному просторі – замкнена крива, якою електрон періодично, циклічно рухається (рис. 3.23), але за певних умов (електрон рухається «до нескінченності»), тобто його рух аперіодичний.

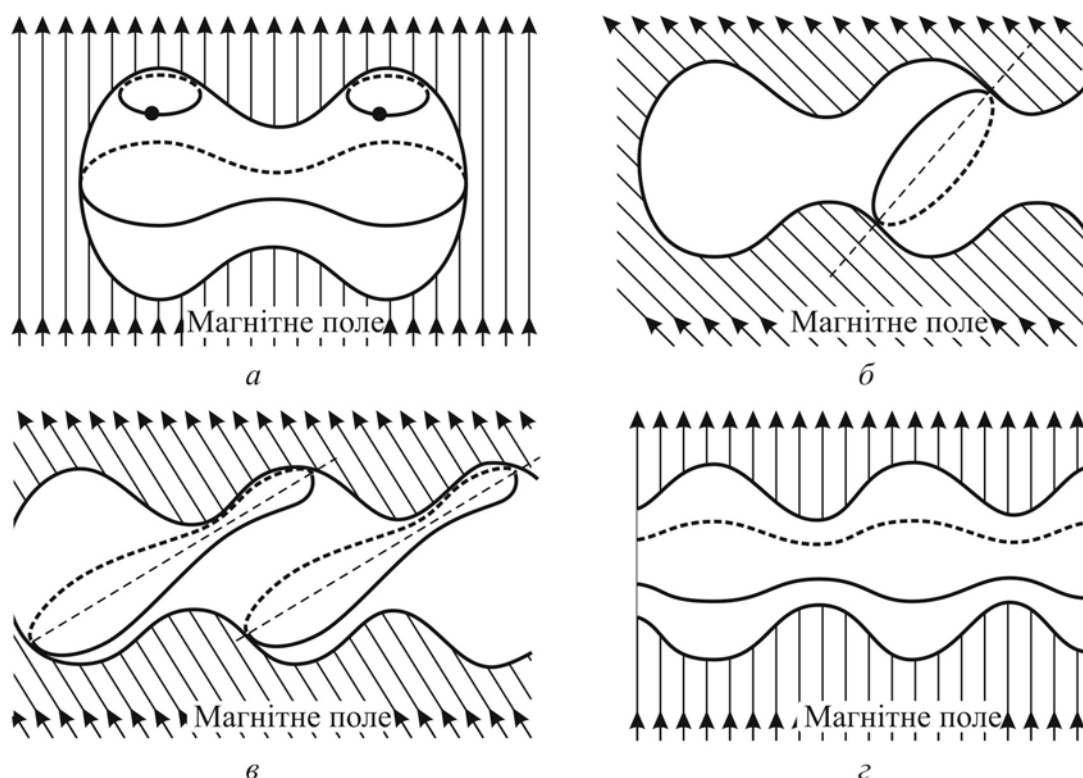


Рис. 3.23. Траєкторії електрона в імпульсному просторі – криві, перпендикулярні до напрямку магнітного поля: слабе (а) і сильне (б) поле, перпендикулярне до поверхні Фермі; слабе (в) і сильне (з) поле, напрямлене під кутом до поверхні Фермі

Визначивши траєкторію в імпульсному просторі, можна з'ясувати, як змінюється згодом швидкість електрона, тобто його траєкторію в реальному просторі.

Рух у реальному просторі варто розглядати як суму двох рухів: уздовж магнітного поля (він майже не відрізняється від руху електрона, коли на нього не діє сила Лоренца) та у площині, *перпендикулярній* магнітному полю. Саме останній рух і становить значний інтерес, оскільки істотно залежить від закону дисперсії. Виявляється, що проекція траєкторії на площину, перпендикулярну магнітному полю, і є поверненою на 90° траєкторією електрона в імпульсному просторі. Звичайно, щоб розміри обох траєкторій збіглися, треба співвіднести масштаби реальної та імпульсної систем координат. Перевідний множник дорівнює $\frac{c}{eB}$, де c – швидкість світла; e – заряд електрона; B – магнітна індукція.

Коли траєкторія електрона в імпульсному просторі є замкненою, то й у площині, перпендикулярній магнітному полю, електрон здійснює періодичний рух, період якого тим менший, чим більше магнітне поле.

Циклотронний резонанс – це вибіркове поглинання або відбиття електромагнітних хвиль провідниками або напівпровідниками, поміщеними у постійне магнітне поле. Заряджена частинка, поміщена в магнітне поле з напруженістю H , яка має відмінний від нуля імпульс у площині, перпендикулярній до поля H , рухається в цьому полі по спіралі з частотою $\omega_{\text{ц}}$, яка залежить лише від її маси m , заряду e та значення напруженості поля H $\left(\omega_{\text{ц}} = \frac{eH}{mc} \right)$ (рис. 3.24).

Якщо у площині, перпендикулярній орієнтації поля H , прикласти змінне електричне поле, частота зміни якого збігається з $\omega_{\text{ц}}$, то рух частинки матиме резонансний характер. Зрозуміло, що з тією самою частотою повертається вектор швидкості частинки v , якщо при цьому частинка перебуває в періодичному електричному полі $E(t)$ із частотою ω , то енергія, яку вона поглинає за одиницю часу, дорівнює $eE_{\text{м}}$ і також є пе-

ріодичною функцією часу з кутовою частотою $(\omega_{\text{ц}} - \omega)$, з якою змінюються радіус спіралі й кінетична енергія частинки. За $\omega = \omega_{\text{ц}}$ частинка рухається по спіралі, що розкручується, і потужність, яка поглинається, зростає.

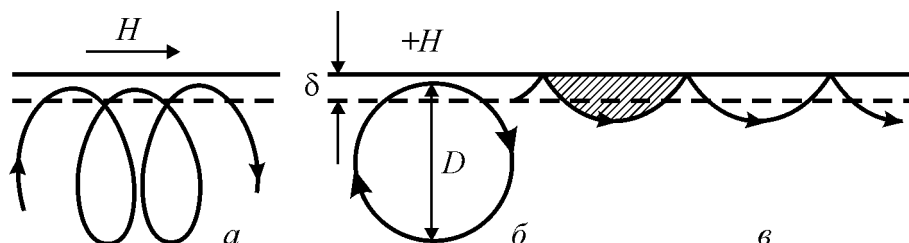


Рис. 3.24. Траєкторії електронів у однорідному постійному

магнітному полі H , коли діє змінне електричне поле:

a – поле H напрямлено паралельно поверхні металу;

$б$ – поле H напрямлено перпендикулярно до поверхні металу;

$в$ – електрони дзеркально відбиваються від поверхні металу

Розсіювання носіїв заряду в твердому тілі обмежує це зростання, за умови $\omega = \omega_{\text{ц}}$ потужність, що поглинається, має максимальне значення, якщо розсіювання є достатньо слабким, тобто необхідно, щоб носій встиг зробити багато обертів по спіралі за час релаксації імпульсу носія τ (час між двома актами розсіювання). Це приводить до того, що циклотронний резонанс виникає тільки за $\omega_{\text{ц}} \tau \gg 1$.

Наведений опис циклотронного резонансу є справедливим для достатньо слабого магнітного поля H , у якому можна нехтувати квантуванням кінетичної енергії поперечного (відносно H) руху носіїв. Як відомо, квантування не відбувається, якщо $\hbar\omega_{\text{ц}} \ll k_B T$, де T – абсолютна температура. Циклотронний резонанс у таких полях називають класичним.

Якщо ж $\hbar\omega_{\text{ц}} \gg k_B T$ (квантувальне магнітне поле), то адекватним є опис циклотронного резонансу квантовою мовою. У полях H , для яких $\hbar\omega_{\text{ц}} \ll k_B T$, носії заряду перебувають на нульовому рівні Ландау (в разі невироджених носіїв). Під дією електричного поля електромагнітної хвилі $E(t)$ носії переходять з нульового рівня Ландау на перший, що приводить до поглинання електромагнітної енергії, яке має максимум на

частоті, за якої енергія кванта випромінювання $\hbar\omega$ дорівнює відстані між сусідніми рівнями Ландау $\hbar\omega_{\text{ц}}$. Максимум чітко виражений, якщо розширення рівнів Ландау, зумовлене часом релаксації τ , мале порівняно з відстанню між ними: $\frac{\hbar}{\tau} \ll \hbar\omega_{\text{ц}}$.

Магнітне поле й зіткнення носіїв заряду. Описуючи рух електронів у магнітному полі, не можна ігнорувати їхнього зіткнення з дефектами кристалічної ґратки, які завжди є в реальних кристалах. Зіткнення електрона з будь-яким порушенням строгої періодичності змінює його траєкторію.

Щоб описана картина руху електрона в магнітному полі не була просто ідеалізацією, необхідно, щоб цей рух мав певний характер, за якого квазічастинка у результаті зіткнення не змінювала б траєкторію занадто швидко, тобто зіткнення мають відбуватися достатньо рідко. Це означає, що період руху електрона в магнітному полі має бути набагато меншим від часу між його двома послідовними зіткненнями, або, як його називають, часу вільного пробігу. Відстань між двома послідовними зіткненнями – довжина вільного пробігу – в свою чергу, має значно перевищувати діаметр циклічної траєкторії електрона.

Період обертання електрона обернено пропорційний магнітному полю, тому це поле має бути достатньо великим. Теплові коливання тим слабші, чим нижча температура, через це експерименти треба проводити за якомога нижчої температури. Розрахунки показують, що цим вимогам можуть задовольняти поля з напруженістю близько 10 000 Е, якщо проводити експерименти на спеціально приготовлених зразках металів за температури, близької до абсолютного нуля (зазвичай за кількох абсолютних градусів).

Циклотронний резонанс у металах виникає, коли метал міститься у паралельному сильному постійному магнітному полі. Якщо траєкторії електронів замкнені, то електрони багаторазово повертаються до поверхні металу, роблячи за час вільного пробігу велику кількість обертів (рис. 3.25). Спрямований на поверхню металу потік радіохвиль (мікрох-

виль) проникає у метал лише на достатньо малу глибину (скін-ефект), оскільки через взаємодію з електронами провідності амплітуда хвилі швидко згасає.

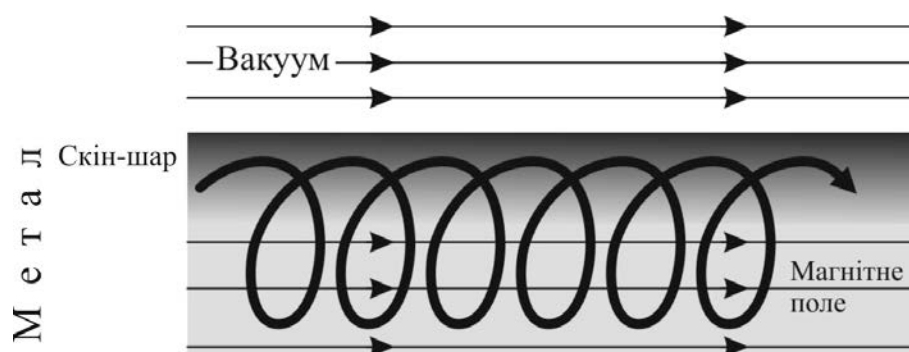


Рис. 3.25. Замкнені траєкторії електронів у сильному магнітному полі

За гелієвої температури в дуже чистому металі сантиметровим хвилям НВЧ відповідає глибина проникнення – *глибина скін-шару*, яка становить близько $10^{-5} \dots 10^{-6}$ см. Радіус орбіти електрона в магнітному полі силою 1 Тл набагато більший (приблизно 10^{-3} см), тобто велику частину свого шляху електрон перебуває поза впливом електромагнітного поля.

Якщо період обертання заряду виявиться кратним періоду високочастотного поля радіохвилі, то електрон, потрапляючи у скін-шар, щоразу знаходитиме електромагнітне поле в тій самій фазі, у якій він його залишив, що зумовлює резонансну взаємодію електронів з радіохвилею, тобто настає **циклотронний резонанс**, названий так тому, що прискорення електрона аналогічне прискоренню зарядженої частинки в циклотроні.

На характері резонансу істотно позначається вигляд закону дисперсії, оскільки періоди обертання електронів різні й залежать від положення конкретного плоского перерізу поверхні Фермі, тому в резонансі братимуть участь не всі електрони, а тільки обрані, для яких період обертання змінюється найповільніше. В умовах, близьких до резонансних, перебуває порівняно велика кількість електронів.

Циклотронний резонанс у металах став одним з найчастіше використовуваних методів дослідження електронної структури металів. Циклічний рух обраних електронів і повернення їх у скін-шар можливі лише в тому разі, якщо відповідні траєкторії *містяться в досліджуваній пла-*

стині (рис. 3.25). Коли ця умова порушується, електрони розсіюються зворотною поверхнею пластини, «збиваються зі шляху» і резонанс зникає. Діаметр замкненої траєкторії електрона залежить від розміру магнітного поля, за яким можна, коли зникає резонанс, безпосередньо вимірювати розміри траєкторії, тобто діаметри поверхні Фермі. Згадаймо, що траєкторії в координатному й імпульсному просторах подібні між собою. Повернення електронів у скін-шар можливе лише тоді, коли їхні замкнені траєкторії можуть розміщуватись у металевій пластині (рис. 3.26).

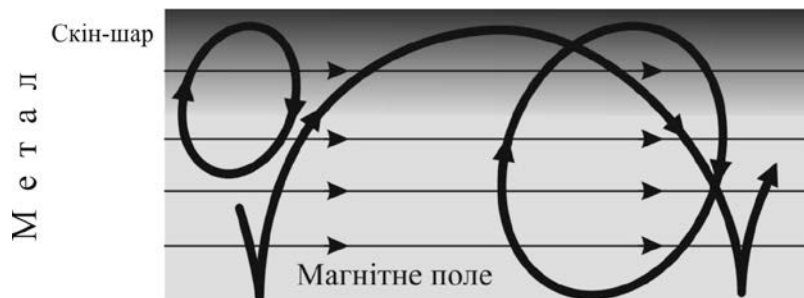


Рис. 3.26. Взаємодія електронів зі скін-шаром

Змінюючи напрямок магнітного поля, а також вибираючи пластини, різним чином зорієнтовані відносно кристалографічних осей, можна дослідити всю поверхню Фермі. Метод циклотронного резонансу дозволяє встановити швидкість електронів на поверхні Фермі, знаючи яку, знайти щільність електронних станів поблизу поверхні, а отже й *електронну теплоємність металу*.

Циклотронний резонанс у напівпровідниках. Циклотронний резонанс – важливий метод дослідження напівпровідників, який дає можливість визначити закон дисперсії носіїв заряду (їх енергетичний спектр $E(p)$, де p – квазіімпульс), знак заряду носіїв, ефективну масу, концентрацію, часи життя; вивчити механізм розсіювання носіїв заряду, розігрівання носіїв змінним полем та інші параметри. Перевагою циклотронного резонансу порівняно з іншими методами є його вибірковість, тобто можливість підбором частоти виокремити певну групу носіїв у напівпровіднику.

Циклотронний резонанс у напівпровідниках відбувається на частотах $10^{10} \dots 10^{12}$ Гц. Оскільки концентрація носіїв заряду мала (зазвичай не перевищує $10^{14} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$), то електромагнітні хвилі проникають у

напівпровідник на велику глибину (порядку мікрметрів), яка значно перевищує діаметри орбіт електронів, тобто носії рухаються в однорідному електричному полі, тому циклотронний резонанс простежується лише на частоті $\omega = \omega_{\text{ц}}$.

У найпростішому випадку ізотропного квадратичного закону дисперсії носіїв ізоенергетична поверхня $E(p)$ має вигляд сфери. Визначення частоти $\omega_{\text{ц}}$ дозволяє знайти скалярну ефективну масу носіїв m , яка для еліпсоїдальних ізоенергетичних поверхонь залежить лише від напрямку H . Наприклад, для електронів у Ge (кубічна симетрія) ізоенергетичні поверхні – це сукупність чотирьох сфероїдів (двовісних еліпсоїдів), осі обертання яких спрямовані вздовж діагоналей куба, тоді циклотронна частота

$$\omega_{\text{ц}} = \omega_{\perp} \frac{(m_{\parallel} \cos^2 \theta + m_{\perp} \sin^2 \theta)}{m_{\parallel}},$$

де $\omega_{\perp} = \frac{eH}{m_{\perp}c}$; θ – кут між полем H та просторовою діагоналлю куба (віссю $[111]$); m_{\parallel} , m_{\perp} – поздовжня й поперечна ефективні маси. Якщо H лежить у площині діагоналі куба (осі $[110]$), то два з чотирьох сфероїдів мають однаковий кут θ , тобто однакові $\omega_{\text{ц}}$, і за довільного θ для електронів спостерігаємо три піки (рис. 3.27).

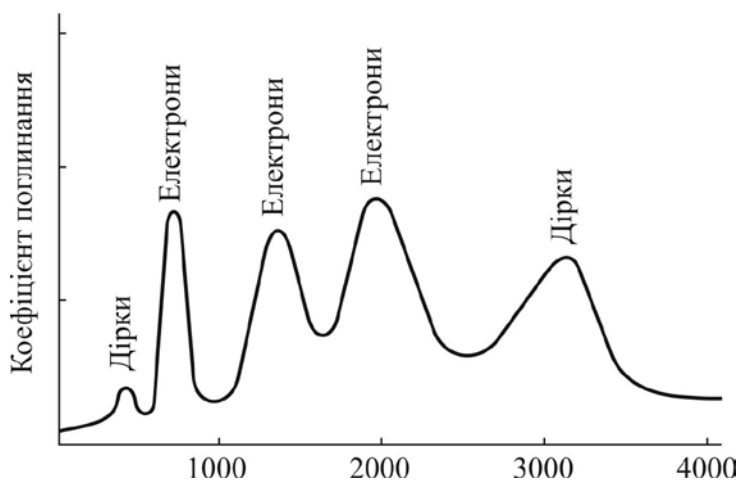


Рис. 3.27. Циклотронний резонанс у Ge за умов: $\frac{\omega_{\text{ц}}}{2\pi} = 24$ ГГц; $T = 4,2$ К;

поле H напрямлено у площині $[110]$ під кутом 60° до кристалографічної осі $[110]$

Іонний циклотронний резонанс (ІЦР), який виникає у магнітному полі, якщо заряджена частинка – іон, використовують у *мас-спектрометрії*. Вперше цей метод було застосовано в мас-аналізаторі (омегатроні), в якому вимірювали струм іонів, що потрапили в резонанс із зовнішнім полем. В омегатроні частинки рухаються у взаємно перпендикулярних змінному електричному та постійному магнітному полях. На резонансній частоті розраховують масу іонів, використовуючи формулу $\omega_{\text{ц}} = \frac{eH}{mc}$.

Натепер розвинений також *дрейфовий метод* ІЦР, за яким іони дрейфують у схрещених постійних електричному та магнітному полях. Детектуються такі іони, що потрапляють у резонанс зі змінним електричним полем, прикладеним перпендикулярно напрямкам магнітного поля і дрейфу. Застосування цього методу обмежується можливістю тривалого часу (мілісекунди) утримання іонів у області дрейфу.

У сучасному методі мас-спектрометрії використовують циклотронну резонанс-спектрометрію з перетворенням Фур'є (ІЦР ПФ). Резонансне поглинання іонами електромагнітної енергії відбувається в аналізаторі. Високочастотне електричне поле дозволяє ідентифікувати іони за резонансним поглинанням енергії у разі збігу частоти поля і циклотронної частоти іонів з подальшим фур'є-аналізом сигналу. Інтенсивність сигналу I_i від групи іонів з масами m_i та зарядами q_i є експоненціально згасальною косинусоїдою:

$$I_i(t) = A_i \cdot e^{-\alpha_i t} \cdot \cos(\pi \omega_i t),$$

де ω_i – частота циклотронного резонансу іона; α_i – частота зіткнення іонів з молекулами залишкового газу всередині приладу (пропорційна тиску газу); t – час; A_i – кількість іонів з масою m_i .

Якщо у комірці спектрометра містяться іони з різними масами й створюється циклотронний рух усіх іонів, то сигнал є сумою сигналів від окремих груп $I = \sum I_i(t)$, перетворення Фур'є якої дає серію піків на осі частот у положеннях, що відповідають циклотронним частотам ω_i з

висотами, пропорційними A_i . Отже, частотний спектр перетворюється у спектр мас.

Метод ІЦР ПФ дозволяє одночасно реєструвати всі іони у комірці приладу, визначати їх маси й відносну кількість, що дає можливість стежити за перетвореннями іонів у комірці під час досліджень іонно-молекулярних реакцій. Оскільки ширина спектрального піка після перетворення Фур'є гармонічного сигналу, який має тривалість T , обернено пропорційна T , то роздільна здатність $R = \frac{m}{\Delta m} = \frac{\omega}{\Delta \omega} \approx T\omega$. Для звичайних електромагнітів зі

значенням $H \approx 2$ Тл та часом синхронного руху $T \cong \frac{I}{\alpha} \sim 1$ мс значення

$R \sim 10^4 \dots 10^5$ близькі до рекордних для інших методів мас-спектрометрії. Використання надпровідних магнітів з $H \approx 5$ Тл і більш глибокого вакууму (10^{-7} Па) приводить до збільшення як ω , так і T (до десятків секунд), що дозволяє досягти $R \sim 10^8$. Точність установлення абсолютних значень мас атомів та молекул за цим методом перевищує 10^{-6} .

Особливістю методу ІЦР ПФ є також можливість довгого (протягом декількох годин) утримання іонів у локалізованій зоні простору. Іони у спектрометрі ІЦР ПФ захоплюються в пастку, створювану постійними електричним і магнітним полями.

Одну з найбільш поширених комірок ІЦР ПФ, яка складається з шести електродів, схематично показано на рис. 3.28. Електроди 3...6 заземлені за постійним струмом, а на електроди 1 та 2 подається потенціал – позитивний для позитивних іонів і негативний для негативних іонів, – що створює потенціальну яму вздовж осі комірки. Іони, які утворилися всередині цієї ями, замикаються в комірці, оскільки не можуть вийти вздовж осі через потенціальний бар'єр, а поперек осі – через магнітне поле.

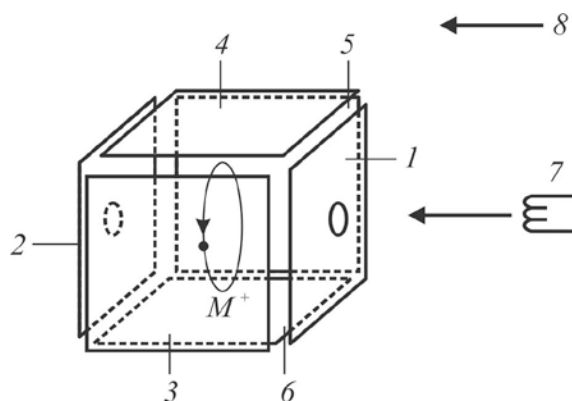


Рис. 3.28. Схема комірки спектрометра ІЦР ПФ: M^+ – іон; 1, 2 – замикальні електроди; 3, 4 – збуджувальні електроди; 5, 6 – детектувальні електроди; 7 – джерело іонізуючих електронів; 8 – напрямок магнітного поля

Мас-спектрометрію широко застосовують у різноманітних дослідженнях, які проводять у таких сферах, як: аналітична, клінічна, загальна та органічна хімія, біохімія, фармацевтика, косметика, парфумерія, харчова промисловість, хімічний синтез, нафтохімія і нафтопереробка, контроль навколишнього середовища, виробництво полімерів та пластиків, медицина й токсикологія, криміналістика, допінговий контроль, контроль наркотичних засобів, контроль алкогольних напоїв, геохімія, геологія, гідрологія, петрографія, мінералогія, геохронологія, археологія, ядерна промисловість і енергетика, напівпровідникова промисловість, металургія.

Наприклад, у медицині застосовують ізотопну мас-спектрометрію вуглецевих атомів для прямої діагностики інфікованості людини, оскільки вона є найнадійнішим з усіх методів діагностики.

3.7. Квантовий ефект Холла

За відкриття квантового ефекту Холла (КЕХ) 1985 року К. Клітцингу було присуджено Нобелівську премію з фізики, а за його дослідження 1998 року – Р. Лафліну і Д. Цуї. Відкриття почали застосовувати експериментатори, що працюють у галузі фізики напівпровідників і твердотільної електроніки, метрологи, а також теоретики – фахівці з теорії твердого тіла й теорії поля.

Ефект Холла широко використовують для дослідження електронних властивостей матеріалів і в сенсорній електроніці, зокрема для вимірювання *концентрації* електронів або дірок у провіднику або напівпровіднику. Цей ефект, розглянутий у підрозд. 3.1, полягає у виникненні поперечної різниці потенціалу в пластинці електропровідного матеріалу з густиною току j , вміщеній у магнітне поле з індукцією B (див. рис. 3.3). Під дією сили Лоренца електрони відхиляються від прямої траєкторії та виникає поперечне електричне поле E . Коефіцієнт пропорційності між E і jB називають сталою Холла: $R_H = \frac{1}{en}$, де e – заряд електрона; n – концентрація носіїв заряду (електронів або дірок)

у зразку. Ефект Холла виникає як за низьких, так и за високих температур.

Натомість **квантовий ефект Холла** виникає за низьких температур у сильних магнітних полях у квазідвовимірному (2D) електронному газі. Залежно від умов експерименту розрізняють звичайний (що приводить до квантування сталої Холла), інтегральний і дробовий квантовий ефект Холла (квантування зумовлено рівнями Ландау).

Відповідно до класичного опису вільна заряджена частинка масою m у площині, перпендикулярній до вектора магнітної індукції B , рухається по колу радіусом $r = \frac{mv}{Be}$, обертаючись із частотою $\omega = \frac{Be}{m}$.

У твердому тілі електрон зіштовхується з атомами (іонами) ґратки. Частота зіткнень $\nu_{\text{зт}} = \tau^{-1}$, де τ – час вільного пробігу. Рух електрона по колу

в магнітному полі відбувається, коли $\frac{\omega}{2\pi} \gg \nu_{\text{зт}}$, тобто, $\frac{Be}{2\pi m} \gg \tau^{-1}$. Од-

нак ця умова виконується для невисоких температур ($\hbar\omega \gg k_B T$) та в достатньо сильних магнітних полях, які називають квантувальними. Описувати рух у таких полях необхідно, використовуючи квантово-механічний підхід.

Характер руху частинок у квантувальних полях суттєво відрізняється від класичного, особливо у 2D-системах. Класична частинка рухається у магнітному полі коловою траєкторією, але для квантової частинки, коли вона рухається в обмеженій ділянці, поняття траєкторії не існує. Оскільки рух частинки у магнітному полі обмежений, то його можна порівняти з рухом електрона у потенціальній ямі скінченної глибини. Як показує розв'язок рівняння Шредінгера, рух у площині, перпендикулярній до вектора магнітної індукції B , обмежується колом радіу-

са $r = \sqrt{\frac{\hbar}{Be}}$. Енергія такого руху, як будь-якого обмеженого руху, квантується.

Відповідно до розв'язку рівняння Шредінгера, можливі дискретні значення енергії, які називають *рівнями Ландау*:

$$E_m = \hbar\omega \left(m + \frac{1}{2}\right),$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$.

Якщо вектор B спрямовано вздовж осі z , перпендикулярної до площини $2D$ -електронного газу (як на рис. 3.3), то можливі значення енергії руху вздовж осі z – це розмірні рівні E_n , а можливі значення енергії руху в площині xy – це рівні Ландау E_m . Повна енергія електронів $2D$ -газу $E = E_n + E_m$.

Отже, енергія $2D$ -газу (макроскопічної системи) у достатньо сильному магнітному полі *цілком квантована* (так само, як і для атомів, квантових точок та інших мікрооб'єктів).

Наявністю рівнів Ландау пояснюють квантування сталої Холла. Цей ефект – один з макроскопічних проявів квантових властивостей речовини, який має важливе прикладне значення і виникає в умовах дуже низьких температур ($T \sim 1$ К) й у достатньо сильних полях ($B \sim 5$ Тл).

У ще сильніших магнітних полях виникає дробовий квантовий ефект Холла, пов'язаний із кардинальною перебудовою внутрішньої структури двовимірної електронної системи.

Коли ефект Холла вимірюють за низьких температур і у зразку, що містить двовимірний електронний газ, у якому електрони здатні рухатися лише в межах площини, опір Холла відхиляється від класичного поведіння. У разі достатньо високих полів на графіку залежності напруги Холла від магнітного поля (рис. 3.29, б) бачимо низку плоских сходинок (плато). Саме це явище і назвали *квантовим ефектом Холла*.

На самих плато напруги Холла *поздовжня напруга* стає нульовою, опір Холла на цих ділянках – квантованим:

$$R = \frac{h}{ae^2},$$

де h – стала Планка; a – крок квантування (деяке ціле число). Такий ефект, який називають *інтегральним квантовим ефектом Холла*, не залежить від властивостей матеріалу.

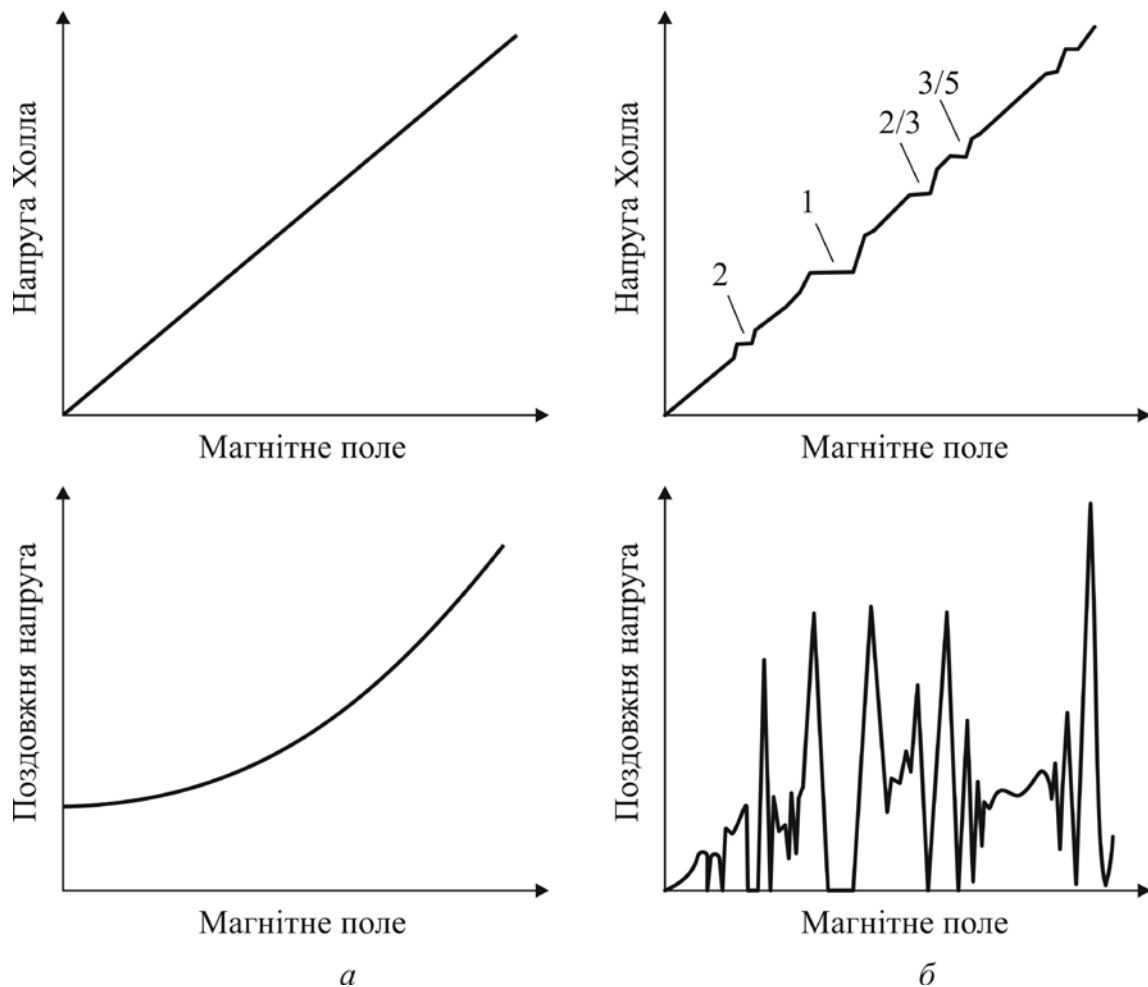


Рис. 3.29. Порівняльна характеристика класичного (а) і квантового (б) ефектів Холла

Квант опору $\frac{h}{e^2}$, виміряний багаторазово з високою точністю за допомогою квантового ефекту Холла, використовують натеper як «стандарт опору».

Крок квантування a може набувати дробових значень: $\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{2}{5}, \frac{3}{5}$

і т. д. Загалом параметр $a = \frac{p}{q}$, де p і q – цілі числа, причому q – непарні числа. Це явище названо **дробовим квантовим ефектом Холла**, який зумовлено взаємодією електронів між собою, оскільки він виникає лише в ультрасильних магнітних полях, коли область локалізації електрона в магнітному полі стає малою, а щільність електронів – високою.

Іншою ознакою квантового ефекту Холла (крім квантування опору ΔR) є зниження магнітоопору R до гранично малих значень. Наявність холлівського плато зі значенням $a = \frac{1}{3}$, наприклад, свідчить про те, що енергія електронної системи в розрахунку на одну частинку має змінюватися стрибкоподібно, коли заповниться точно $\frac{1}{3}$ рівня Ландау. Інакше кажучи, у спектрі енергії електронів у разі заповнення рівня на $\frac{1}{3}$ має бути зазор. Обидва ефекти пов'язані між собою.

Зникнення *поздовжнього* опору R є ознакою того, що не відбувається розсіювання енергії в системі, тобто між основним станом системи та її першим збудженим станом має бути енергетичний зазор. Саме це й дозволяє пояснити квантовий ефект Холла.

Як наголошено у підрозд. 3.3, електрони, що рухаються *перпендикулярно* до магнітного поля, під дією сили Лоренца змушені змінювати траєкторії руху на колові орбіти. Вони виконують циклотронний рух із кутовою частотою $\omega_c = \frac{eB}{m}$, яку називають циклотронною, де m – маса електрона, тому дозволені енергетичні стани для таких електронів і стають квантованими.

Такі квантовані рівні енергії, відомі як рівні Ландау, описуються рівнянням $E_a = (a + \frac{1}{2}) \hbar\omega_e$ з параметром $a = 1, 2, 3, \dots$. В ідеальній системі, що містить двовимірний електронний газ, ці рівні мають форму δ -функції, як показано на рис. 3.30, *а*. Електрони можуть міститися лише на енергетичних рівнях Ландау, але не у зазорах між ними. Відстань між сусідніми рівнями визначається циклотронною енергією $\hbar\omega_e$. З підвищенням температури двовимірний електронний газ стає «неідеальним» і рівні Ландау розширюються (рис. 3.30, *б*), тому для спостереження помітних рівнів потрібні достатньо низькі температури відповідно до умови $k_B T \ll \hbar\omega_e$.

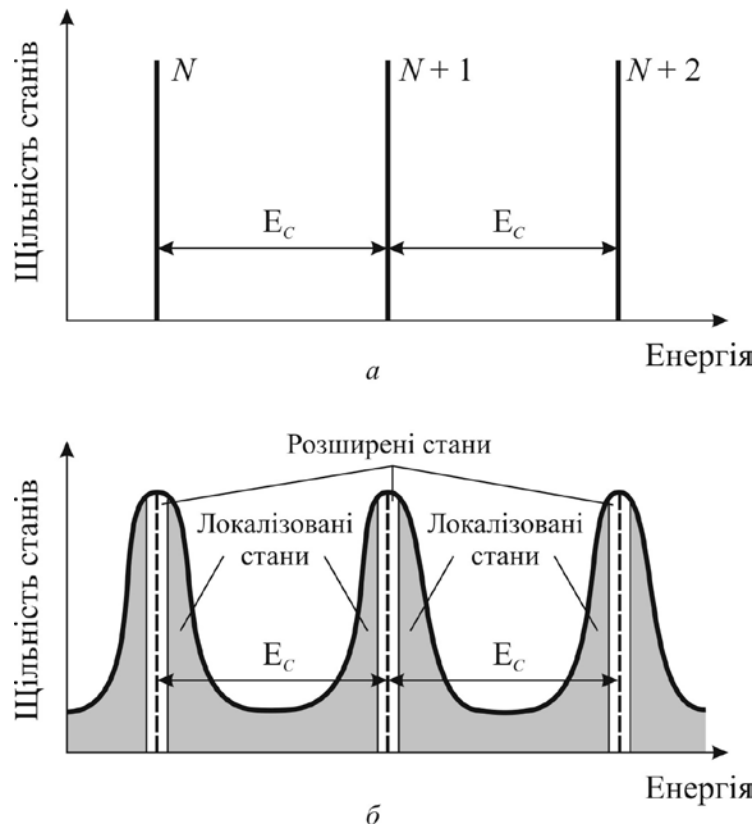


Рис. 3.30. Рівні Ландау:

a – в ідеальній системі, що містить двовимірний електронний газ;

$б$ – розширення енергетичних зон в околі рівнів Ландау в розупорядкованій системі

Саме наявність зазорів між енергетичними рівнями електронів у магнітному полі є основною умовою для виникнення квантового ефекту Холла, оскільки двовимірний електронний газ істотно відрізняється від тривимірного. Рух у третьому вимірі вздовж магнітного поля приводить до додавання деякої кількості енергії до енергії рівнів Ландау й до заповнення зазорів між ними, тому під час руху носіїв заряду в трьох вимірах не виникає енергетичних зазорів, і передумови для появи квантового ефекту Холла послаблюються.

Крім двовимірності електронного газу, необхідною умовою для експериментального спостереження квантового ефекту Холла є наявність у досліджуваному зразку структурних недосконалостей або домішок, які спричиняють необхідне для спостереження ефекту розширення дозволених енергетичних зон в околі рівнів Ландау, як показано на рис. 3.30, б.

Структурні дефекти перетворюють окремі тонкі рівні Ландау на смуги розширених станів, виокремлених смугами локалізованих станів.

Слід зауважити, що *електрони самих локалізованих станів не беруть участі* у перенесенні заряду через структуру, яке здатні робити лише електрони, які містяться у *розширених станах*. Границю між локалізованими й розширеними станами називають *границею рухливості*. Розширені стани оточують дефекти й простягаються вздовж поверхневої границі зразка, формуючи *граничні стани*, які є фактично одновимірними каналами для електричного струму. Реальні зразки можуть мати складну топологію границь таких провідних каналів, яка відтворює рельєф змінювання потенціальної енергії.

Оскільки енергія Фермі E_F змінюється зі зміною магнітного поля, то вона може перебувати як усередині смуги розширених станів, так і в межах діапазону локалізованих станів.

1. Коли E_F змінюється у межах діапазону енергій локалізованих станів, то кількість електронів, що беруть участь у перенесенні заряду, залишається постійною. Крім того, перенесення заряду відбувається *без розсіювання енергії (дисипативно)*, у результаті чого звичайний (поперечний) опір Холла є постійним, але поздовжній опір різко змінюється та за деяких значень магнітного поля може перетворюватися в нуль (рис. 3.30, б).

2. Рівень Фермі розміщується в області розширених (рухливих) станів, тобто поблизу піку рівнів Ландау. Рух електронів відбувається у смугі завширшки $k_B T$ поблизу рівня Фермі (рис. 3.31) і супроводжується максимальною дисипацією. Концентрація носіїв у області розширених станів у околі N -го рівня змінюється від 0 до n залежно від положення рівня Фермі в цій області. Цим пояснюють виникнення перехідної ділянки між плато холлівського опору із сусідніми значеннями N і $N + 1$ (рис. 3.32).

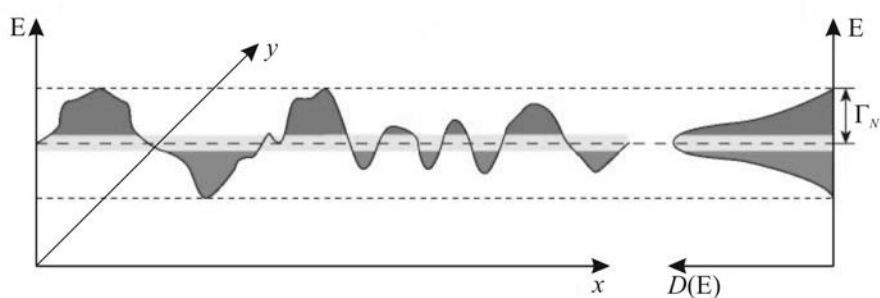


Рис. 3.31. Зв'язок просторового потенціального рельєфу $E(x, y)$ із щільністю станів $D(E)$; Γ_N – ширина розподілу

Кванти магнітного потоку – це елементарні частинки, за допомогою яких магнітне поле взаємодіє із системою електронів. У цьому сенсі цілим числом ν пояснюють квантовий ефект Холла як перенесення носіїв заряду через ціле число цілком зайнятих рівнів Ландау, відділених зазорами, заповненими локалізованими станами. За описом граничних станів квантування опору Холла означає, що участь у перенесенні заряду беруть ν одновимірних каналів, причому внесок кожного з них у провідність становить $\frac{e^2}{h}$.

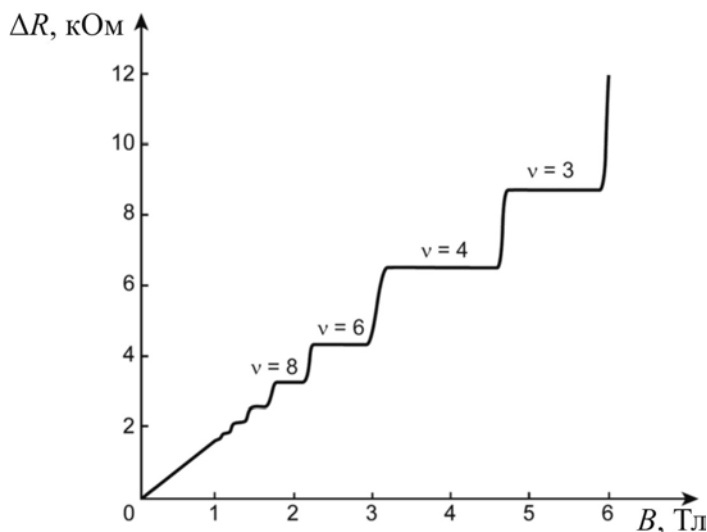


Рис. 3.32. Залежність холлівського опору від магнітного поля за різних рівнів Ландау (ν)

Для пояснення дробового квантового ефекту Холла необхідно допустити часткове заповнення рівнів Ландау, а інші енергетичні зони повинні мати іншу, відмінну від рівнів Ландау, природу. Дробовий квантовий ефект Холла зумовлений взаємодією між електронами, тому його називають ефектом «багатьох частинок», або ефектом електронної взаємозалежності, оскільки електрони, як ідентично заряджені частинки, не можуть розміщуватися один біля другого. У результаті відштовхування електрони займають не всі, а лише частину рівнів Ландау в зразку, щоб триматися якнайдалі від своїх сусідів. Наприклад, фактор заповнення $1/3$ означає, що лише третина рівнів Ландау зайнята.

Однак якщо ще один електрон додається до одного з незаповнених рівнів, то енергія його відштовхування буде помітно більшою, тому що він міститиметься ближче до своїх сусідів, ніж решта електронів. У такий спосіб утворюється енергетичний зазор між частково зайнятим станом і станом, розміщеним вище. Через структурні дефекти локалізовані стани формуються у цьому зазорі, та якщо енергія

Фермі доходить до нього, то опір зразка спадає до нуля, як у разі інтегрального ефекту.

Часткове заповнення рівнів Ландау означає, що електрони у двовимірному електронному газі, поміщеному в сильне магнітне поле, конденсуються в новий колективний стан – у квантову рідину. *Квант магнітного потоку й електрон співіснують як квазічастинка*, що має дробовий заряд. Такі частинки не підпорядковуються ні статистиці Фермі–Дірака, ні статистиці Бозе–Ейнштейна.

Більшість квантових ефектів виникають за мікроскопічних умов, але квантовий ефект Холла – *макроскопічний квантовий ефект*, який дозволяє вимірювати фундаментальні фізичні сталі з тією самою точністю, що й у прецизійних і надзвичайно складних експериментах фізики елементарних частинок завдяки дивовижній стабільності квантованого холлівського опору. Оскільки квантовий ефект Холла не залежить від розмірів зразків, впливу границь, ступеня досконалості структур (тобто наявності великої кількості домішок і дефектів), від типу матеріалу, в якому міститься *2D*-електронний газ, від температури й сили вимірювального струму, а визначається виключно фундаментальними фізичними сталими, то квантовий холлівський опір можна використовувати як еталон.

Названі властивості дають змогу застосовувати квантовий ефект Холла для прецизійного визначення сталої тонкої структури α , яка є найважливішою фундаментальною константою, оскільки не має розмірності, а її значення, що наближено дорівнює $\frac{1}{137}$, не залежить від системи одиниць. Мале значення α дозволяє використовувати її як параметр розкладання у квантовій електродинаміці, яка з високою точністю описує взаємодію між зарядженими частинками й електромагнітним випромінюванням. Окрім того, всі релятивістські поправки в атомній фізиці пов'язані зі сталою тонкої структури. Саме положення всіх енергетичних рівнів електрона в атомі залежить від сталої тонкої структури, тому підвищення точності її вимірювання принципово, оскільки будь-яка зміна значення α впливає на поправки у квантовій і

релятивістській теоріях й інші фундаментальні константи – комптонівську довжину хвилі електрона, сталу Фарадея, сталу Планка тощо. Отже, квантовий ефект Холла важливий як для підвищення точності обчислення фундаментальних сталих, так і для перевірки багатьох фундаментальних теорій та експериментів. Інші варіанти практичного застосування квантового ефекту Холла, зокрема приладові (датчики, пристрої функціональної електроніки та оптоелектроніки тощо), можуть стати реальними, якщо вдасться знизити робочі магнітні поля квантового ефекту Холла до $B < 1$ Тл.

Варто відзначити, що вивчення квантового ефекту Холла ще не завершено, зокрема 2007 року його було експериментально отримано у графені – за кімнатних температур, але з використанням надсильних магнітних полів.

3.8. Магнітне охолодження

Магнітне охолодження – це метод досягнення температур, нижчих від 1 К, за допомогою адіабатичного розмагнічування парамагнітних речовин. Для магнітного охолодження застосовують солі рідкісноземельних елементів (наприклад, сульфат гадолінію), хромокалієві, залізоамонієві, хромометиламонієві та інші парамагнітні речовини. Кристалічна ґратка цих речовин містить іони Fe, Cr, Gd з недобудованими електронними оболонками й відмінним від нуля спіном. Парамагнітні іони розділені у кристалічній ґратці великою кількістю немагнітних атомів, що приводить до послаблення магнітної взаємодії іонів, тобто навіть за низьких температур, коли тепловий рух незначний, сили взаємодії не здатні впорядкувати систему хаотично орієнтованих спінів.

Під час магнітного охолодження застосовується достатньо сильне зовнішнє магнітне поле, яке, впорядковуючи напрямок спінів, намагнічує парамагнетик. У разі вимкнення зовнішнього поля (розмагнічування парамагнетика) спіни під дією теплового руху атомів (іонів) кристалічної ґратки знову набувають хаотичної орієнтації. Якщо розмагнічування

здійснюється адіабатично (в умовах теплоізоляції), то температура парамагнетика знижується. Таку зміну температури (або ентропію) магнітного матеріалу зі зміною напруженості магнітного поля, в якому він міститься, називають *магнітокалоричним ефектом*.

Принцип дії цього ефекту було відкрито порівняно давно у феромагнетиках, коли спостерігали, як під дією магнітного поля залізний зразок нагрівається або охолоджується. Тоді дійшли висновку про те, що зміна температури магнетика є наслідком зміни його внутрішньої енергії під дією поля.

Практичне застосування магнітного охолодження запропонували П. Дебай та В. Джіок як спосіб досягнення температур, нижчих від точки кипіння рідкого гелію. Вперше 1933 року вдалося досягти охолодження рідкого гелію до температури 0,25 К. Пігулка з магнітною сіллю перебувала у стані теплової рівноваги з теплопровідною речовиною, поки в соленоїді було сильне магнітне поле; коли соленоїд розряджався, температура термічно ізольованої магнітної пігулки знижувалася. Такий метод, який називають *охолодженням адіабатичним розмагнічуванням*, натеper є стандартною лабораторною технологією, яку застосовують для отримання наднизьких температур. Однак потужність і робочий інтервал температур такого рефрижератора занадто малі для промислових застосувань.

Процес магнітного охолодження зображують термодинамічною діаграмою в координатах «температура–ентропія», $T-S$ (рис. 3.33). Низькі температури отримують досягненням станів, у яких речовина має малі значення ентропії. В ентропію кристалічного парамагнетика, яка характеризує невпорядкованість його структури, свою частку вносять теплові коливання атомів кристалічної ґратки («тепловий безлад») і дезорієнтованість спінів («магнітний безлад»). За $T > 0$ ентропія ґратки $S_{\text{гр}}$ спадає швидше від ентропії системи спінів $S_{\text{магн}}$, так що $S_{\text{гр}}$ за температур $T < 1$ К стає нехтовно малою порівняно з $S_{\text{магн}}$. Саме за таких умов виникає можливість здійснити магнітне охолодження.

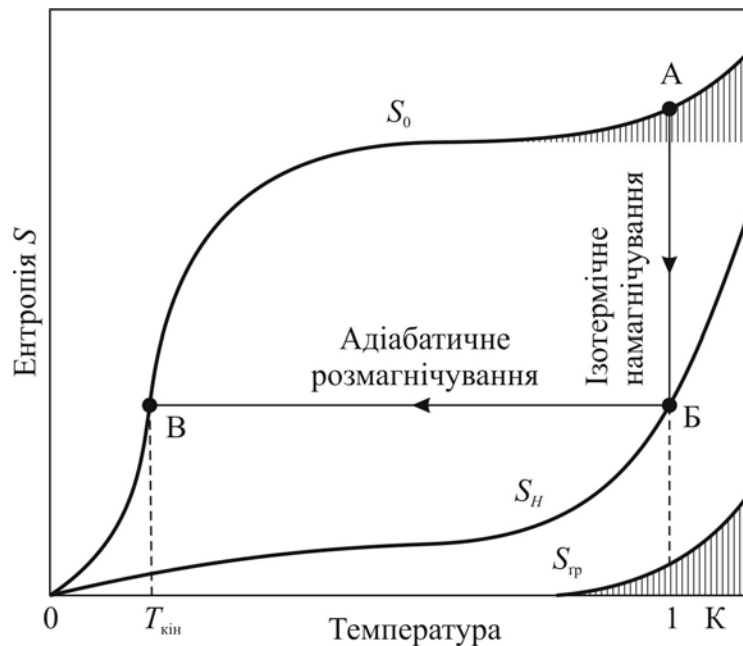


Рис. 3.33. Ентропійна діаграма процесу магнітного охолодження:
крива S_0 – змінювання ентропії робочої речовини з температурою
без магнітного поля; S_H – змінювання ентропії речовини
в магнітному полі з напруженістю H ; S_{gr} – ентропія кристалічної ґратки;
 $T_{кін}$ – кінцева температура в циклі магнітного охолодження

Цикл магнітного охолодження (рис. 3.33) проходить дві стадії: ізо-
термічного намагнічування (лінія АБ) та адіабатичного розмагнічування
парамагнетика (лінія БВ).

Перед намагнічуванням температуру парамагнетика за допомогою
рідкого гелію знижують до температури магнітного охолодження 1 К
і підтримують її постійною протягом усієї першої стадії магнітного охо-
лодження. Намагнічування супроводжується виділенням теплоти й змен-
шенням ентропії до значення S_H . На другій стадії магнітного охоло-
дження тепловий рух, руйнуючи впорядкованість спінів, приводить до
збільшення $S_{\text{магн}}$, але у процесі адіабатичного розмагнічування ентропія
парамагнетика в цілому не змінюється, тому збільшення $S_{\text{магн}}$ компенсу-
ється зменшенням S_{gr} , тобто охолодженням парамагнетика.

Від характеру взаємодії спінів між собою і з кристалічною ґраткою
(спін-ґратова взаємодія) залежить температура, за якої починається різ-
кий спад кривої $S_{\text{магн}}$ і стає можливим магнітне охолодження, тобто чим
слабша взаємодія спінів, тим нижчі температури отримують методом
магнітного охолодження. Наприклад, парамагнітні солі, що застосову-

ють для магнітного охолодження, дозволяють знизити температуру до 10^{-3} К.

Більш глибокого охолодження можна досягнути завдяки **ядерному магнетизму**. Розглянемо процес ядерного розмагнічування міді, зокрема два стабільні ізотопи міді ^{63}Cu (69,04 %) та ^{65}Cu (30,96 %), які мають ядерний спин $I = \frac{3}{2}$ (значення g -фактора міді з урахуванням внеску ізотопів дорівнює $g = 1,5$). За $T \leq 10^{-2}$ К ентропія S міді визначається степенями вільності ядерних магнітних моментів, тому що електронних та фононних степенів вільності за таких низьких температур майже немає (вони «вимерзли»). Температурні залежності ентропії міді, вміщеної в різні зовнішні магнітні поля, показано на рис. 3.34.

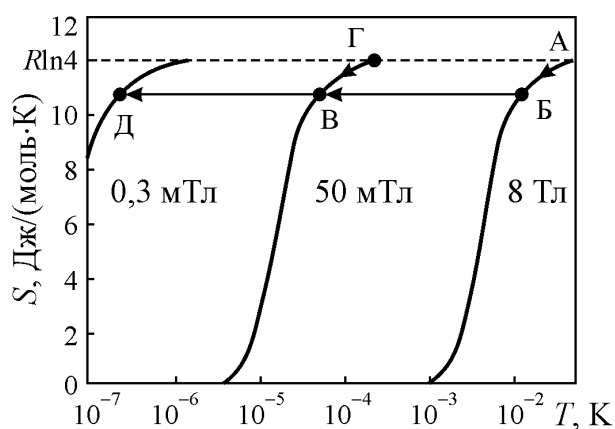


Рис. 3.34. Ентропійна діаграма процесу магнітного охолодження системи ядер міді

з $I = \frac{3}{2}$ (залежність ентропії S від температури T

у магнітних полях із різною індукцією:

$B = 8$ Тл; $B = 50$ мТл; $B = 0,3$ мТл)

лими. Кінцева температура $T_{\text{кін}}$ підсистеми ядер міді залежить від значень початкового й кінцевого полів розмагнічування.

Після розмагнічування підсистему ядер можна використовувати як холодоагент для охолодження інших систем (процес В–Г), а потім мідь знову намагнічують (процес Г–А). На рис. 3.34 проілюстровано також експеримент з глибокого охолодження ядер міді (Б–Д), у якому вдається отримати температуру ядер, меншу за 10 нК.

Ядерне розмагнічування міді здійснюють поетапно. Спочатку мідь охолоджують у сильному магнітному полі (до точки Б на рис. 3.34), а у цей час зовнішній холодильник відводить від міді тепло, потім виконують адіабатичне розмагнічування (Б–В на рис. 3.34), яке проходить зі збереженням ентропії міді. Швидкість цього процесу зазвичай вибирають такою, щоб теплові втрати за рахунок струмів Фуко були дуже малими.

Практичне застосування методу магнітного охолодження обмежено недосконалим контактом магнітної підсистеми з іншими підсистемами речовини, у результаті чого під час охолодження підсистеми ядер міді до $T < 10^{-7}$ К електрони провідності залишаються охолодженими лише до $T < 10^{-5}$ К, а рідкий гелій – до $T < 10^{-7}$ К.

Ще більш низьких температур вдалося досягти, використовуючи **парамагнетизм атомних ядер**. Магнітні моменти ядер приблизно в тисячу разів менші від спінових магнітних моментів електронів, що визначають моменти парамагнітних іонів, тому взаємодія ядерних магнітних моментів значно слабша, ніж взаємодія моментів іонів. Для намагнічування до насичення системи ядерних магнітних моментів навіть за $T = 1$ К потрібні сильні магнітні поля. За початкової температури магнітного охолодження 0,01 К адіабатичним розмагнічуванням системи ядерних спінів (наприклад, у зразку міді) вдається досягти температури $10^{-5} \dots 10^{-6}$ К, але до цієї температури охолоджується не весь зразок. Отримана температура (її називають спіновою) характеризує інтенсивність теплового руху в системі ядерних спінів одразу після розмагнічування, електрони ж і кристалічна ґратка залишаються з початковою температурою 0,01 К. Подальший обмін енергією між системами ядерних та електронних спінів (за механізмом спін-спінової взаємодії) може привести до короточасного охолодження всієї речовини до температури 10^{-4} К. Вимірюють низькі температури (температури близько 10^{-2} К і нижче) методами магнітної термометрії.

Магнітне охолодження застосовують під час вивчення низькотемпературних властивостей рідкого гелію (зокрема надплинності), квантових явищ у твердих тілах (наприклад, надпровідності), явищ ядерної фізики тощо.

Резюме

1. Спільна дія електричного й магнітного полів у провідниках і напівпровідниках спричиняє *гальваномагнітні ефекти*, за яких виникає різниця електричних потенціалів або температур, або ж змінюється електропровідність і теплопровідність.

2. *Ефект Холла* полягає у виникненні різниці потенціалів у разі вміщення провідника чи напівпровідника зі струмом у схрещені електричне й магнітне поля. Цей ефект широко використовують для вимірювання магнітних полів та для визначення концентрації носіїв заряду як у напівпровідниках, так і у металах.

3. Провідник або напівпровідник змінюють електричний опір у магнітному полі, тому це явище називають *магнітоопіром*, або магніторезистивним ефектом Гаусса. У напівпровідниках фізичною причиною ефекту магнітоопору є розподіл носіїв заряду за швидкостями. На основі магніторезистивного ефекту створюють датчики магнітного поля.

4. У магнітному полі виникають також такі явища:

- *поперечний гальванотермомагнітний ефект*, тобто поява градієнта температури в напрямку, перпендикулярному магнітному полю B і вектору густини струму j , який пояснюють різною дією холлівського поля та магнітної сили Лоренца на швидкі й повільні носії заряду;

- *поздовжній гальванотермомагнітний ефект*, зумовлений різною дією холлівського поля і магнітної сили Лоренца на носії заряду, що рухаються з різною швидкістю.

5. *Пінч-ефект* – самостиснення електричного розряду – виникає у провідному середовищі, зумовлений дією власного (породжуваного самим струмом) магнітного поля і характерний лише для таких електропровідних середовищ, де рухливі носії заряду (електрони й дірки в напівпровідниках) наявні у приблизно однаковій кількості.

6. *Термомагнітні ефекти* зумовлені електронною теплопровідністю, що становить потік носіїв заряду, спричинений градієнтом температури. Магнітне поле викривляє траєкторії носіїв заряду, створюючи електричні й температурні градієнти.

7. До електричних термомагнітних ефектів можна віднести такі:

- поперечне електричне поле у магнітному полі виникає за наявності температурного градієнта; цей ефект використовують для дослідження невідроджених напівпровідників;

- поздовжнє електричне поле зумовлене тим, що магнітне поле, ві-

дхиляючи електрони, зменшує їх середню швидкість, а отже, і перенесення енергії у цьому напрямку.

8. До теплових термомагнітних ефектів зараховують такі:

– *поперечний градієнт температури* виникає у магнітному полі у провіднику, в якому наявний тепловий потік; під час увімкнення магнітного поля потік дифузії відхиляється силою Лоренца на деякий кут; цей ефект є тепловим аналогом ефекту Холла;

– *подовжній градієнт температури* виникає у магнітному полі у напрямку вже наявного градієнта температур тому, що ефективна довжина вільного пробігу носіїв заряду вздовж теплового потоку зменшується через закручування траєкторій руху носіїв і зміни їх швидкостей у напрямку градієнта температур.

9. Світло, що поглинається у напівпровіднику, спричиняє появу різних фотогальванічних процесів. Коли магнітного поля немає, виникають *внутрішній фотоефект*, зумовлений світловою генерацією носіїв заряду під час власного поглинання, та *біполярна дифузія носіїв заряду*, що породжує ЕРС (ефект Дембера).

10. Під час освітлення напівпровідника у сильному магнітному полі виникають такі ефекти:

– *фотоелектромагнітний ефект*, зумовлений біполярною дифузією з освітленої поверхні напівпровідника; дифузійні потоки генерованих світлом надлишкових електронів і дірок відхиляються магнітним полем до протилежних граней зразка (аналогічно ефекту Холла);

– *міжзонне магнітопоглинання*, що відбувається через осциляції власного поглинання світла в магнітному полі (це переходи між рівнями Ландау валентної зони й зони провідності);

– *домішкове магнітопоглинання*, яке відбувається під час оптичних переходів електронів і дірок з основного стану в збуджений, а також під час переходів між домішковими станами та рівнями Ландау в дозволені зони;

– *повертання площини поляризації світла* (ефект Фарадея) на вільних носіях заряду та міжзонний ефект Фарадея, що визначаються різни-

цею оптичних шляхів двох колових електромагнітних хвиль протилежної поляризації;

– *подвійне променезаломлення* (ефект Фойгта, споріднений ефекту Фарадея на вільних носіях заряду); досліджуючи ефекти Фарадея і Фойгта, можна безпосередньо знайти ефективну масу носіїв заряду.

11. В освітленому кристалі, вміщеному в постійне магнітне поле, виникає взаємодія світла з кристалом із частотою, близькою до плазмової частоти, – *магнітоплазмові явища*.

12. У магнітному полі виникають також *осциляції* різних електрофізичних властивостей: магнітної сприйнятливості, проходження світла, поглинання ультразвуку, термоерс.

13. Ядерний магнітний резонанс виникає в сильному постійному магнітному полі під час опромінювання речовини слабким радіосигналом; використовується для визначення структури та складу хімічних сполук, а також для дослідження органів і систем людського тіла в медицині.

14. Електронний парамагнітний резонанс виникає в сильному магнітному полі у речовині, яка містить парамагнітні атоми або іони під час опромінювання речовини мікрохвильовим сигналом. Методом ЕПР можна визначати концентрацію та ідентифікувати парамагнітні частинки в будь-якому агрегатному стані, що зручно для дослідження кінетики й механізму перебігу процесів за їх участю. Спектроскопію ЕПР застосовують у радіаційній хімії, фотохімії, каталізі, під час вивчення процесів окиснення і горіння іон-радикалів, полімерних систем.

15. Циклотронний резонанс виникає у провідниках і напівпровідниках у сильному магнітному полі під час опромінювання речовини мікрохвильовим сигналом; є одним з найбільш інформативних методів дослідження твердих тіл, що містять вільні електричні заряди. *Іонний циклотронний резонанс* виникає у магнітному полі, якщо заряджена частинка – іон. Іонний резонанс використовують у мас-спектрометрії під час різноманітних досліджень в аналітичній, клінічній, загальній та органічній хімії, біохімії, фармацевтиці, косметичі, парфумерії, харчовій

промисловості, хімічному синтезі, нафтохімії та нафтопереробці, контролюванні навколишнього середовища тощо.

16. *Квантовий ефект Холла* виникає за низьких температур у сильних магнітних полях у квазідвовимірному ($2D$) електронному газі. Залежно від умов експерименту розрізняють звичайний (що приводить до квантування сталої Холла), дробовий (квантування зумовлено рівнями Ландау) та інтегральний квантові ефекти Холла.

17. Під час *магнітного охолодження* застосовують сильне зовнішнє магнітне поле, яке, впорядковуючи напрямки спінів, намагнічує парамагнетик. Якщо зовнішнє поле вимкнено (розмагнічування парамагнетика), то спіни під дією теплового руху атомів (іонів) кристалічної ґратки знову набувають хаотичної орієнтації, а магнетик охолоджується.

4. МАГНЕТИКИ З ДАЛЕКИМ МАГНІТНИМ ПОРЯДКОМ

Магнітним кристалам та полікристалам зі спіновим і орбітальним упорядкуванням елементарних магнітних моментів характерний «сильний» магнетизм у тому сенсі, що магнітна проникність у них може бути достатньо великою, а самі вони – джерелом сильних магнітних полів, які набувають широкого застосування в техніці.

Під час розгляду парамагнетизму було показано, що деякі атоми з не цілком заповненими електронними оболонками мають власний магнітний момент і по суті поведуться як невеликі постійні магніти. Ступінь намагніченості кристала визначають за сумарним магнітним моментом, який є векторною сумою атомарних магнітних моментів.

Власний магнітний момент можуть мати атоми перехідних підгруп Періодичної системи Д. І. Менделєєва, оскільки вони містять не цілком заповнені внутрішні електронні оболонки, в яких наявні електрони з неспареним спіном. Наприклад, в атомі заліза навколо ядра рухаються 26 електронів (див. табл. 2.1), 18 з них заповнюють внутрішні оболонки, але на *d*-рівні атома заліза розміщено тільки шість із можливих 10 електронів, тому він не заповнений, і на ньому залишаються чотири вільних місця (див. рис. 2.4). Більш того, чотири магнітні моменти електронів у *d*-оболонці атома Fe самоорганізуються в некомпенсовану спінову магнітну систему. Саме така особливість *d*-оболонок зумовлює наявність значного власного магнітного моменту в атомах елементів групи заліза.

З утворенням кристала з атомів, що мають магнітні моменти, наприклад із заліза, може реалізовуватися один з декількох способів розміщення магнітних моментів окремих атомів відносно один одного. Найпростіші типи впорядкування у двовимірному випадку було показано на рис. 1.4, де вістрям стрілки позначено північний полюс малого магніту, пов'язаного з атомом. Якщо магнітні моменти орієнтовані випадково, як показано на рис. 1.4, *а*, то повний власний магнітний момент кристала дорівнює нулю, і такий стан називають парамагнітним. Якщо прикласти магнітне поле до такого кристала, то відбувається *змушене впорядкування*

магнітних моментів з переважною їх орієнтацією по полю, що і створює у кристалі незначний сумарний магнітний момент (парамагнетизм).

Упорядковані структури на рис. 1.4, б, в показано надто спрощено – лише для порівняння з невпорядкованими структурами, а більш детально їх зображено на рис. 4.1.

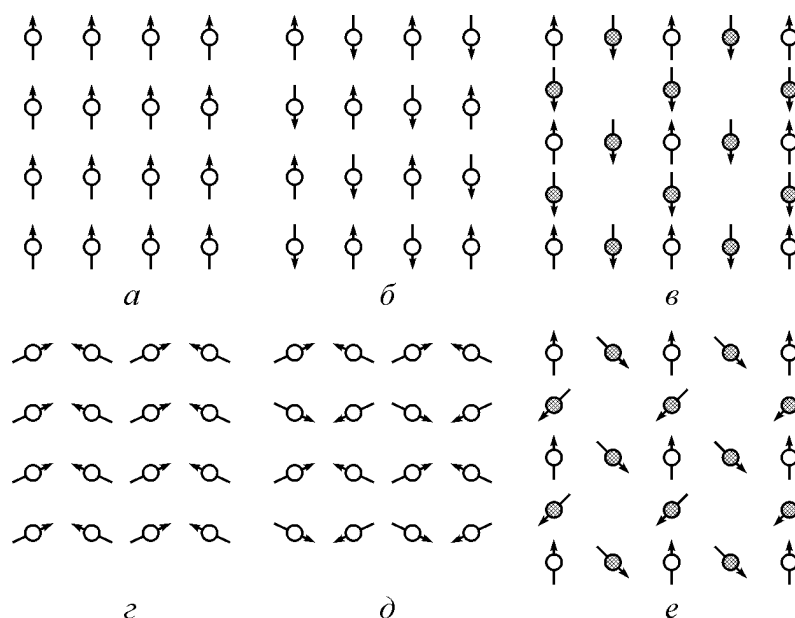


Рис. 4.1. Різні типи магнітних структур

Просту **феромагнітну** структуру, де всі магнітні моменти атомів напрямлені однаково, наприклад метали Fe, Ni, Co, Gd та Dy, показано на рис. 4.1, а. Такі впорядковані металеві кристали поведуться як постійні магніти (якщо вони однодоменні).

Найпростішу впорядковану **антиферомагнітну** структуру, також колінеарну, магнітні моменти в якій напрямлені зустрічно й взаємно компенсуються, показано на рис. 4.1, б. Вісь, по якій напрямлені ці моменти, називають віссю антиферомагнетизму.

Кристаліграфічно всі атоми, що мають однаковий напрямок магнітних моментів у структурі, можна об'єднати в *магнітні підґратки*. У показаному на рис. 4.1, б варіанті всі атоми, магнітні моменти яких напрямлені вгору, утворюють одну підґратку, а атоми з протилежним напрямком магнітних моментів – другу. Ці дві підґратки утворюються атомами, що перебувають в *еквівалентних позиціях* (дві еквівалентні магнітні підґратки).

У загальному випадку магнітна структура може містити декілька підґраток, утворених атомами у кристалографічно нееквівалентних позиціях. Магнітна підґратка – сукупність усіх атомних магнітних моментів, яку можна отримати за допомогою паралельних перенесень (трансляцій) на відстані, кратні періоду елементарної комірки. Типовими кристалами з антиферомагнітною структурою є оксиди перехідних металів Mn, Ni, Co, Fe та багато їх фторидів, хлоридів, сульфідів, селенідів й ін.

У **феримагнітній** колінеарній структурі (рис. 4.1, в) сусідні атоми також мають антипаралельну орієнтацію, але сумарний магнітний момент елементарної комірки кристала відмінний від нуля. Така структура має спонтанну намагніченість, оскільки магнітні моменти іонів різних підґраток є некомпенсованими.

Неповна компенсація виникає з таких причин: по-перше, на елементарну магнітну комірку може припадати різна кількість іонів, що належать до двох підґраток (значення магнітних моментів іонів при цьому можуть бути однаковими); по-друге, магнітні моменти іонів для двох різних підґраток можуть відрізнятися за значенням. Однак найчастіше реалізуються обидві причини, як це показано на рис. 4.1, в. Феримагнетизм часто називають *нескомпенсованим антиферомагнетизмом*, що краще відображає природу явища.

Наведені типи магнітних структур належать до *колінеарних*. Є також різні типи *неколінеарних* магнітних структур, деякі з яких показано на рис. 4.1, зокрема *слабконеколінеарна* магнітна структура (рис. 4.1, г), властива *слабким феромагнетикам*, характеризується наявністю невеликого результуючого магнітного моменту (на рис. 4.1, г він напрямлений вгору). Цей момент зумовлює незначне «скошування» напрямків антиферомагнітного впорядкування магнітних моментів підґраток. До слабких феромагнетиків належать кристали α -Fe₂O₃ (гематит), FeBO₃, FeF₃, карбонати MnCO₃, CoCO₃, NiCO₃, а також ортоферити RFeO₃ та ортохромити RCrO₃ (R – іон рідкісноземельного елемента).

Виокремлюють також *слабконеколінеарну антиферомагнітну структуру* (рис. 4.1, д), що не має результуючого моменту. До *сильнонеколі-*

неарних магнітних структур належить показана на рис. 4.1, *e* трикутна (кутова) структура, у якій магнітна підгратка, утворена «зачорненими» атомами, поділяється на дві підгратки, магнітні моменти яких направлені під кутом один до одного, у результаті чого створюють момент, антипаралельний моменту третьої підгратки (це окремий варіант феримагнітних структур). Проте відомі й більш складні магнітні впорядкування – «гвинтові» та «гелікоїдальні», які не розглядатимемо.

4.1. Фізична природа феромагнетизму

Необхідно розглянути причини того, що в деяких матеріалах (феромагнетиках) за порівняно невисоких температур магнітні моменти окремих атомів упорядковуються, а в деяких матеріалах (парамагнетиках) – ні. Коли постійний магніт поміщено в постійне магнітне поле, то магнітний момент цього магніту прагне зайняти положення у напрямку поля. У кристалі (здебільшого у тих, які містять *d*- і *f*-метали; табл. 4.1) кожен іон, який має магнітний момент, створює навколо себе магнітне поле. Якщо магнітний момент іона достатньо великий, то створюване ним постійне магнітне поле може *змусити* магнітні моменти найближчих сусідніх моментів зорієнтуватися паралельно, як і він сам. Це відбувається в тому разі, коли енергія взаємодії магнітних моментів атомів більша від енергії теплових коливань ($k_B T$) кристалічної ґратки. Взаємодія між магнітними моментами іонів може бути обмінною та дипольною, при цьому обмінна взаємодія є суто квантовим ефектом і зазвичай сильніша за дипольну.

Носіями феромагнетизму є некомпенсовані *спіни* електронів, пов'язані з *орбітальними моментами* електронів у атомах або іонах кристалічної ґратки.

Електрони мають і магнітний, і механічний моменти, тому в процесі намагнічування феромагнетик набуває як магнітного моменту m , що складається з упорядкованих магнітних моментів електронів, так і відповідного механічного моменту S . Їх відношення $\frac{m}{S} = -\frac{e\mu_B}{2m_e}$, якщо

Таблиця 4.1

Температура Кюрі T_K
та магнітна індукція насичення B_S
за температури 293 К деяких
ферромагнетиків

Речовина	T_K , К	$4\pi B_S$, Гс
Fe	1043	21580
Co	1604	17900
Ni	631	6084
Gd	293	–
Dy	87	–
CrTe	339	3100
FeCo	1243	24000
MnBi	633	7800
NiMn	733	9000
EuO	97	–
EuH _{1,86}	24	–
MnAs	318	8400
MnB	533	1850
GdFe ₂	803	5000

намагнічування зумовлюють орбітальні магнітні моменти атомів, і

$$\frac{m}{S} = -\frac{e\mu_B}{m_e} \text{ – якщо спінові магнітні}$$

моменти.

За результатами низки експериментів зроблено такі припущення:

1. Магнітомеханічний ефект – появу механічного моменту від намагнічування – дослідили вперше Ейнштейн і де Гааз, котрі підвішували на пружній нитці всередині соленоїда залізний стрижень, який у міру намагнічування повертався й закручував нитку. Зі зміною напрямку поля, яке намагнічувало жень, змінювався і напрямок його обертання. За допомогою цього експерименту було виведено *гі-*

ромагнітне відношення $\frac{m}{S} = -\frac{e\mu_B}{m_e}$, з якого випливає, що цей ефект зумо-

влено спінами електронів.

2. Під час оберненого експерименту залізний стрижень намагнічували у разі швидкого його обертання. Таке намагнічування спричиняється прагненням електронів (своєрідних «вовчків», що мають момент кількості руху) розміщуватися в напрямку осі обертання стрижня, при цьому разом з механічними орієнтуються і магнітні моменти електронів. Цей експеримент також указує на істотну перевагу спінового магнетизму.

3. У процесі ще одного досліду попередньо намагнічений стрижень піддавали швидкому нагріванню вище точки Кюрі, у результаті чого раніше орієнтовані «електронні вовчки» набували хаотичного напрямку, а стрижень у разі розмагнічування – обертального імпульсу, який можна

було безпосередньо виміряти під час експерименту. В цьому разі гіромагнітне відношення свідчило про те, що феромагнетизм зумовлений не орбітальним, а спіновим моментом електронів.

Проте розрахунки показують, що лише магнітна взаємодія спінів не здатна забезпечити їх паралельну орієнтацію, характерну для феромагнетиків за температури, нижчої від точки Кюрі. Вейсс припустив, що стійку орієнтацію спінів зумовлює *молекулярне поле*, яке має немагнітну природу. Френкель довів, що сили, які змушують магнітні моменти атомів певним чином орієнтуватися один відносно одного, мають *електростатичну природу* і виникають у результаті *обмінної взаємодії електронів внутрішніх недобудованих оболонок атомів*.

Обмінну взаємодію розглядають у квантовій механіці вже під час побудови теорії молекули водню. У разі малих частинок, які мають магнітний момент (наприклад, електронів), накладання магнітного поля приводить до того, що проекція вектора спіну на напрямок магнітного поля може набувати лише двох значень: $\pm \frac{1}{2\mu_B}$, де μ_B – одиничний магнітний момент, названий магнетоном Бора.

Для двохелектронної системи неможливо вказати, який із двох електронів у якому стані перебуває, але, за принципом Паулі, два електрони не можуть міститися на одному енергетичному рівні й мати однакові спінові квантові числа. У квантовій механіці це враховують за допомогою введення вимоги *антисиметричності* хвильової функції, тобто коли два електрони міняються місцями, їх хвильова функція має змінити знак.

У механізмі обмінної взаємодії електронів, яка є електростатичною, але не простою (кулонівською), а квантовою, важливу роль приділяють напрямку спінів сусідніх атомів. Обмінною її назвали тому, що у процесі цієї взаємодії електрони сусідніх магнітних атомів немовби міняються своїми місцями, у результаті чого спінові моменти електронів устанавлюються паралельно один одному, тому виникає ***спонтанна намагніченість*** (без участі зовнішнього поля H).

Оскільки спіновий і орбітальний моменти електронів взаємозалежні, то можна стверджувати, що спонтанна намагніченість створюється впорядкуванням магнітних моментів атомів. Під час нагрівання до температури Кюрі тепловий рух руйнує впорядковане розміщення моментів атомів, створене обмінною взаємодією. Звідси випливає, що чим більша обмінна взаємодія у феромагнетика, тим вищою має бути його температура Кюрі, за якої руйнується магнітний порядок.

Схематично заповнення рівнів електронами у феромагнетика показано на рис. 4.2. Стани електронів на рис. 4.2, *а* розподіляються відповідно до напрямку спінів. Обмінна сила, що виникає через магнітний зв'язок, змінює енергетичні стани, при цьому стани з несприятливо орієнтованими спінами переходять на вищі енергетичні рівні, а стани зі сприятливо орієнтованими – на нижчі рівні (рис. 4.2, *б*). Цю різницю енергій і називають обмінною енергією. Спіни деяких електронів змінюються на протилежні, що дозволяє таким електронам перейти у стани з меншою енергією, тому виникає некомпенсованість кількості спінів (рис. 4.2, *в*), яка, зокрема для металевого заліза, досягає 2,1 електрона на атом.

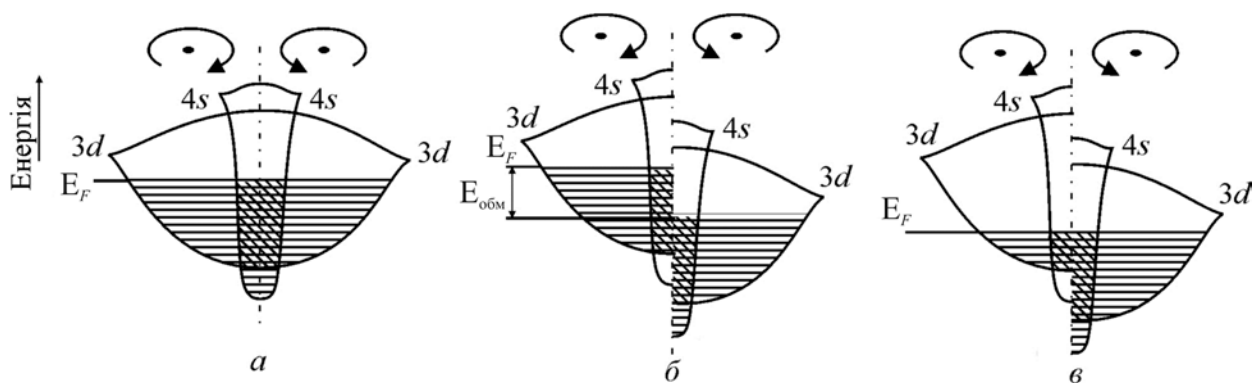


Рис. 4.2. Обмінна енергія $E_{обм}$:

а – щільність 3d- і 4s-станів за двома напрямками спінів;

б – зміна щільності станів у магнітному полі; *в* – вирівнювання енергії Фермі

В обмінний інтеграл входять як додатні, так і від'ємні члени, тому його знак може бути різним. Цей знак визначає, яка саме орієнтація спінів електронів, що беруть участь в обмінному зв'язку, є енергетично вигідною: *паралельна* (відповідає феромагнетизму) чи *антипаралельна* (антиферомагнетизму).

Таким чином, обмінна взаємодія характеризує різницю кулонівської енергії між випадками паралельних і антипаралельних спінів. Для феромагнетиків і антиферомагнетиків обмінний інтеграл має протилежний знак. Оскільки обмінна взаємодія характерна тільки для орбіталей, які перекриваються, то вона є *близькодійною*, тобто виникає переважно між найближчими орбіталями. Натомість взаємодію спінів (власних магнітних диполів), яка відбувається у ґратках магнітних іонів, вважають *далекодійною* і називають *диполь-дипольною*.

Результати розрахунку обмінного інтеграла I залежно від відношення сталої кристалічної ґратки a до радіуса d -оболонки для різних металів групи заліза показано на рис. 4.3, де видно, що саме для феромагнітних металів – заліза, кобальту і нікелю – цей інтеграл додатний, тобто паралельне розміщення спінів у сусідніх атомах є енергетично вигідним.

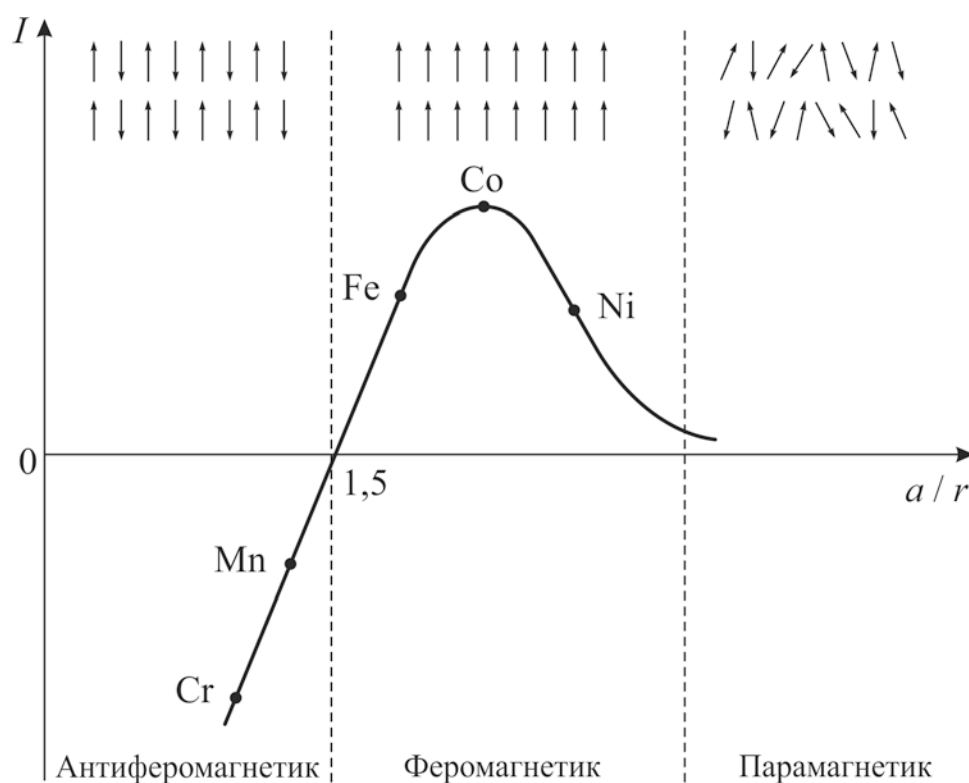


Рис. 4.3. Розрахункові дані для обмінного інтеграла для феромагнетиків групи заліза

Значення обмінного інтеграла впливає на температуру Кюрі, тобто чим більша обмінна енергія, тим ефективніше впорядкована структура спінів може опиратися дезорієнтувальній дії теплових фонових енергій $k_B T$. Справді, найбільшого значення обмінний інтеграл набуває для кобальту –

його точка Кюрі становить близько 1400 К, дещо меншого – для заліза ($T_K = 1040$ К) і найменшого – для нікелю ($T_K = 509$ К). Щільність станів у незаповнених оболонках феромагнетиків має бути достатньо великою для того, щоб підвищення кінетичної енергії (у разі зайняття електронами більш високих вакантних рівнів) не перевищувало виграшу за рахунок обмінної енергії.

Варто зауважити, що марганець (так само, як й інші елементи групи d -металів, у яких відношення $\frac{a}{r} < 1,5$) не є феромагнітним, але за значенням обмінного інтеграла він близький до заліза (рис. 4.3). З огляду на це, якщо сталу a кристалічної ґратки марганцю дещо збільшити так, щоб відношення $\frac{a}{r}$ дорівнювало 1,5, то марганець стане феромагнетиком, що підтверджує експеримент. Наприклад, введення в марганець невеликої кількості азоту, що зумовлює збільшення параметра його кристалічної ґратки, дійсно приводить до виникнення у Mn феромагнетизму. Феромагнітними можуть бути також сплави з марганцем, наприклад Mn–Cu–Al, у яких жоден з компонентів у чистому вигляді не є феромагнітним, а також сполуки (MnSb, MnBi й деякі інші), у яких атоми марганцю містяться на відстанях, більших, ніж атоми кристалічної ґратки чистого марганцю.

Як бачимо, для виникнення феромагнетизму потрібний певний «оптимум» міжатомної відстані у кристалічній ґратці. Якщо атоми надмірно зближаються (Ti й Cr), то відбуваються значне розосередження енергетичної смуги електронів і швидке зростання кінетичної енергії. Якщо ж атоми розміщено надто далеко, то обмінна взаємодія слабка, а взаємодія тільки спінів (тобто диполь-дипольна взаємодія) недостатньо велика для утворення феромагнетизму.

Таким чином, наявність в атомах внутрішніх недобудованих електронних оболонок і додатний знак обмінного інтеграла, що зумовлює паралельну орієнтацію спінів, є тими необхідними й достатніми умовами, за яких виникає феромагнетизм.

4.2. Температурні характеристики феромагнетиків

Намагніченість M (густина магнітного моменту m) об'ємного зразка визначають як повний магнітний момент одиниці об'єму, індукований зовнішнім полем H (у якому виконують вимірювання). Магнітний «відгук» кристала на прикладене поле H характеризується магнітною сприйнятливістю χ , оскільки $M = \chi H$. У феромагнітних матеріалах магнітна сприйнятливість значно перевищує одиницю, тому $\chi \approx \mu$, що впливає зі співвідношення $\mu = 1 + \chi$, а враховуючи співвідношення (1.1), $B \approx M$.

Температурна залежність магнітної сприйнятливості. У міру охолодження від високих температур (тобто охолодження з неупорядкованої парамагнітної фази) магнітна проникність (і магнітна сприйнятливість) феромагнетиків зростає та досягає максимуму за температури Кюрі T_K (рис. 4.4).

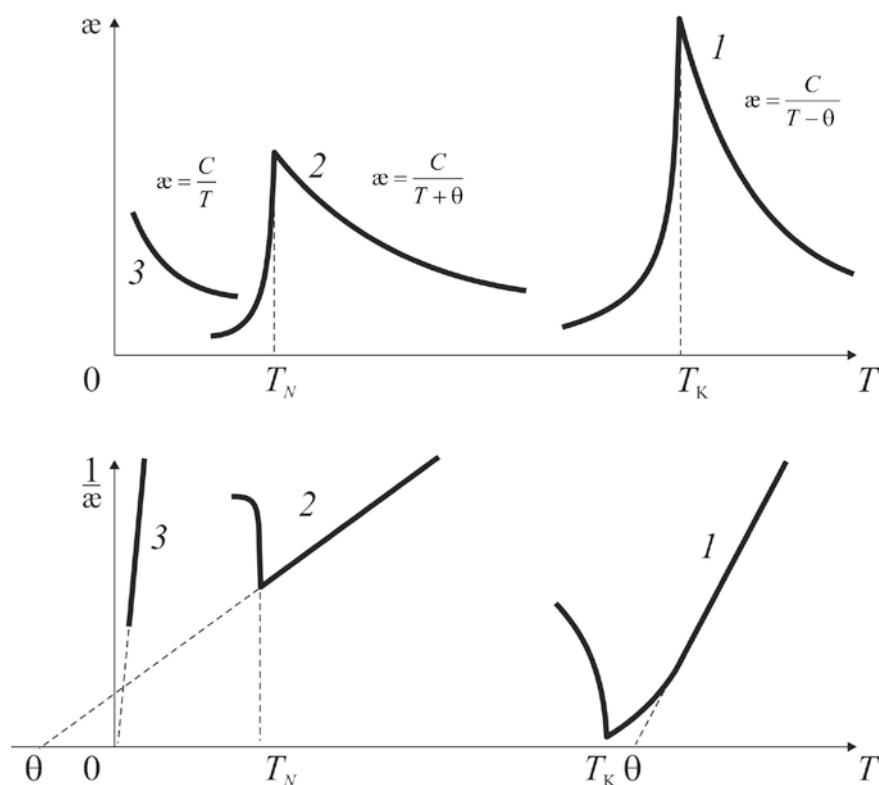


Рис. 4.4. Температурна залежність магнітної сприйнятливості й оберненої сприйнятливості для різних магнітних матеріалів:

θ – температура Кюрі–Вейсса; T_K – температура Кюрі; T_N – температура Нееля;
 1 – феромагнетик; 2 – антиферомагнетик; 3 – парамагнетик

У парамагнітній фазі, віддаленій від точки переходу в феромагнітну фазу, виконується закон Кюрі–Вейсса: $\chi \approx \mu = \frac{C}{T - \theta}$, де C – стала Кюрі–Вейсса; θ – температура Кюрі–Вейсса, яка дещо відрізняється від температури фазового перетворення – температури Кюрі T_K .

Як видно із залежності *оберненої сприйнятливості*, поблизу фазового переходу критичне збільшення $\chi(T)$ трохи сповільнюється, тому $\theta \neq T_K$. Коли кристал стає феромагнітним, у ньому виникає спонтанне внутрішнє поле, тому вимірюване у слабкому магнітному полі значення $\chi \approx \mu$ швидко зменшується зі зниженням температури й утворює різкий максимум, якщо $T = T_K$. Однак у сильному магнітному полі значення $\chi \approx \mu$ продовжує збільшуватися і зі зниженням температури, тому гострого температурного максимуму $\chi \approx \mu$ у сильному магнітному полі немає.

Температурна залежність спонтанної намагніченості. Намагніченість, що виникає в точці Кюрі, називають спонтанною (мимовільною) $M_{сп} \approx B_{сп}$. Залежність максимальної намагніченості заліза, нікелю і кобальту від температури показано на рис. 4.5, де по осі ординат відкладено у відносних координатах значення намагніченості, залежність якої від температури зображено однією кривою для всіх феромагнетиків. З підвищенням температури намагніченість зменшується і в точці Кюрі–Вейсса дорівнює нулю.

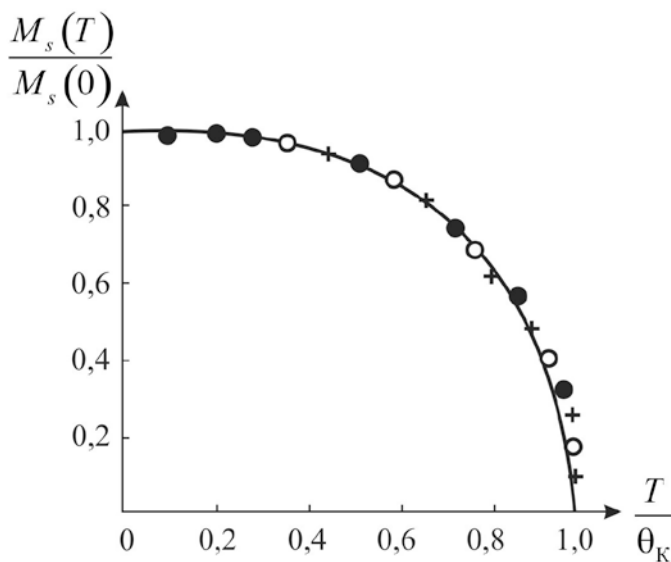


Рис. 4.5. Температурна залежність спонтанної намагніченості для різних магнітних матеріалів:

● – залізо; ○ – нікель; + – кобальт

ною) $M_{сп} \approx B_{сп}$. Залежність максимальної намагніченості заліза, нікелю і кобальту від температури показано на рис. 4.5, де по осі ординат відкладено у відносних координатах значення намагніченості, залежність якої від температури зображено однією кривою для всіх феромагнетиків. З підвищенням температури намагніченість зменшується і в точці Кюрі–Вейсса дорівнює нулю.

Температуру, за якої відбувається фазовий перехід з магнітновпорядкованого стану в невпорядкований парамагнітний стан, називають *феромагнітною точкою Кюрі* T_K ,

вище від якої речовина перестає бути феромагнетиком (стає парамагнетиком) та поводить ся так само, як і багато інших парамагнітних твердих тіл. З її охолодженням до температури, нижчої від критичної, спонтанна намагніченість виникає знову, і така залежність $M_{\text{сп}}(T)$ спостерігається у зворотному напрямку. Інакше кажучи, спонтанна намагніченість речовини змінюється з підвищенням температури й зникає у разі досягнення точки Кюрі.

Для кожного феромагнетика існує своя точка Кюрі, за якої він втрачає феромагнітні властивості: для заліза це 770°C , для нікелю – 360°C , для кобальту – 1150°C , для гадолінію – 290°C , а для диспрозію – мінус 160°C (зауважимо, що згадані феромагнетики належать до d - або f -металів).

Від значення намагніченості насичення залежать фундаментальні властивості феромагнетика. Оскільки це значення відповідає спонтанній намагніченості всередині самих доменів, то воно не залежить від способу приготування феромагнітного зразка, а є властивістю, характерною для певної речовини. Залежність $M_{\text{сп}}(T)$ допомагає зрозуміти природу цієї величини.

Як бачимо з рис. 4.5, у процесі нагрівання феромагнетика спонтанна намагніченість спадає до нуля достатньо швидко. Цю особливість у температурній залежності спонтанної намагніченості пояснив Вейсс: існує *внутрішнє (молекулярне)* поле, створюване самим феромагнетиком, яке прагне встановити всі елементарні магнітики вздовж одного напрямку. Це поле прямо пропорційне значенню вже наявної намагніченості. Теплові коливання прагнуть руйнувати впорядкування елементарних магнітиків тим інтенсивніше, чим вища температура. Порушення впорядкування означає зменшення не лише спонтанної намагніченості, але й самого поля, що впорядковує диполі. Таким чином, спостерігається своєрідний «додатний зворотний зв'язок», тобто прагнення намагніченості до нуля в міру підвищення температури дедалі більше зростає зі зменшенням намагніченості, й навпаки, зі зниженням температури намагніченість зростає тим швидше, чим більшим стає її значення.

Для пояснення *внутрішнього* поля Вейсса недостатньо враховувати лише ті магнітні сили, що діють між елементарними диполями. Взаємодійні елементарні магнітики дійсно прагнуть до паралельного розміщення, але при цьому, як показують розрахунки, тільки магнітні сили між спінами не можуть відігравати ролі внутрішніх сил відповідно до теорії Вейсса, оскільки вони приблизно на три порядки менші, ніж це потрібно для подолання дії теплового розупорядкування. Слід ураховувати також *електричні сили*, що діють між електронами, тобто **обмінну взаємодію**.

Температурна поведінка спонтанної намагніченості нагадує процес плавлення. Коли тверда речовина плавиться, характерна для кристалічного стану впорядкованість розміщення атомів раптово зникає і кристал переходить у рідкий (невпорядкований) стан, оскільки інтенсивність теплових коливань атомів стає достатньо великою, щоб перебороти сили, які прагнуть утримати атоми в упорядкованому стані. Подолання сил зв'язку між атомами за температури плавлення приводить до великої аномалії теплоємності в точці плавлення.

Як відомо, під час нагрівання звичайного твердого тіла неухильно підвищується його температура доти, доки не буде досягнуто точки плавлення. Потім, поки тверде тіло плавиться, необхідно ввести достатню кількість тепла для цілковитого розплавлення, лише після цього температура розплаву почне підвищуватися далі. Інакше кажучи, у точці плавлення теплоємність «нескінченно» велика, оскільки *введення тепла не змінює температури речовини* (на практиці це зумовлює дуже великий максимум теплоємності за температури плавлення).

Теплоємність феромагнетиків. Аналогія між критичною температурою зникнення спонтанної намагніченості (феромагнетизму) і критичною температурою плавлення кристала підтверджується температурною залежністю *теплоємності* феромагнетика, аналогічною до поведінки у процесі плавлення, а саме: виникає різкий максимум за температури, що дорівнює критичній. Теплоємність за температури T_K не стає «нескінченною», оскільки температура речовини не залишається сталою у разі підведення тепла.

Залежність теплоємності від температури для типового феромагнітного твердого тіла, порівняно з теплоємністю неферомагнітного металу, зображено на рис. 4.6. У немагнітному металі (рис. 4.6, *а*) теплоємність кристалічної ґратки за низьких температур змінюється відповідно до дебайвського закону $C \sim T^3$ (крива 1), тоді як електронна частина теплоємності змінюється з температурою лінійно (крива 2). У феромагнетику спостерігається гострий максимум теплоємності за температури Кюрі, зумовлений надлишковою енергією, необхідною для розупорядкування магнітних моментів, відповідальних за феромагнетизм (рис. 4.6, *б*). Більш того, у поведженні теплоємності феромагнетиків виявляється ще й інша суттєва аномалія – яскраво виражене відхилення залежності $C(T)$ від гладкої кривої з насиченням за високих температур, що характерно для немагнітних металів. Таким чином, феромагнетику властиве *спінове впорядкування*, для руйнування якого необхідно додавати енергію в усьому інтервалі температур, тому теплоємність феромагнетика, як видно з рис. 4.6, *б*, істотно підвищена. Особливо ефект підвищення теплоємності помітний у ділянці сильної зміни спонтанного намагнічування з температурою.

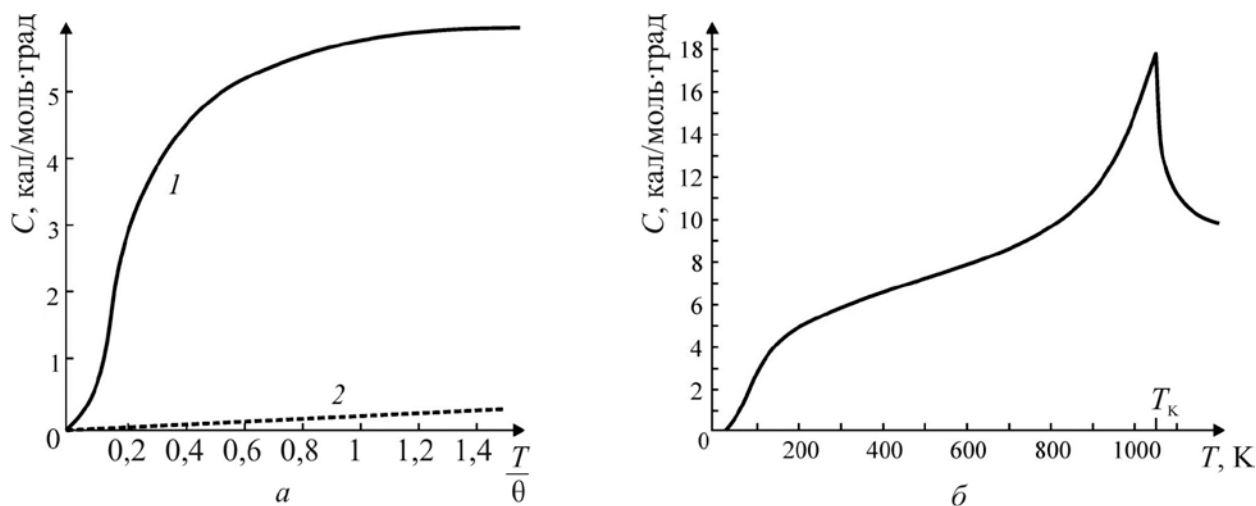


Рис. 4.6. Температурна залежність теплоємності кристалічної ґратки й електронної теплоємності металів: *а* – звичайний немагнітний метал; *б* – феромагнетик (залізо)

Пікову аномалію теплоємності у критичній точці спричиняє сильний хаос у розміщенні елементарних магнітів, до якого приводить незначна зміна температури, при цьому для повного розупорядкування

потрібна деяка кількість теплоти, тобто теплова енергія для остаточного руйнування впорядкування атомів у твердому тілі, що плавиться.

Енергія намагнічування наближено дорівнює тепловій енергії, необхідній для руйнування спонтанної намагніченості. Отже, для Fe, Co і Ni, у яких температура Кюрі дорівнює близько 1000 К, енергія намагнічування становить близько 0,1 еВ на атом, або 2000 кал/моль. Оскільки ця енергія передається кристалічній ґратці у разі підвищення температури феромагнітного твердого тіла від абсолютного нуля, то його теплоємність стає більшою від теплоємності неферомагнітних твердих тіл. Внесок у теплоємність магнетиків роблять не лише фоони, але й магнони (див. підрозд. 4.7), тому теплоємність феромагнітних металів у широкому інтервалі температур істотно перевищує теплоємність звичайних металів. Особливо помітний ефект підвищення теплоємності за температур, дещо нижчих від температури Кюрі, за яких намагніченість зменшується найшвидше. Звідси також випливає, що теплоємність за температури $T \approx T_K$ повинна мати максимум.

4.3. Доменна структура феромагнетиків

Магнітний момент об'ємних феромагнітних матеріалів за температури, нижчої від точки Кюрі, значно менший, ніж його теоретичне значення, яке знаходять для випадку, коли утворюються *домени*. Доменами називають ділянки, у яких усі магнітні моменти атомів напрямлені однаково, тому в межах одного домену намагніченість досягає насичення, тобто набуває максимально можливого значення. Однак у різних доменах у магнітному кристалі (або полікристалі) вектори намагніченості не паралельні один одному. Таким чином, повна намагніченість усього феромагнітного зразка менша, ніж у разі повного впорядкування орієнтації всіх атомних магнітних моментів.

Приклади доменної структури, яка виникає у феромагнетику завдяки тому, що у процесі формування доменів *знижується магнітна енергія* зразка, показано на рис. 4.7. Припустімо, феромагнітний кристал становить лише один домен, тобто під впливом обмінних сил спіни всіх

електронів недобудованих оболонок атомів вишикувалися паралельно один одному, як показано на рис. 4.7, *а*. Унаслідок цього кристал створює в навколишньому просторі магнітне поле. Однак такий стан є нестійким, оскільки йому відповідає максимум енергії магнітної взаємодії.

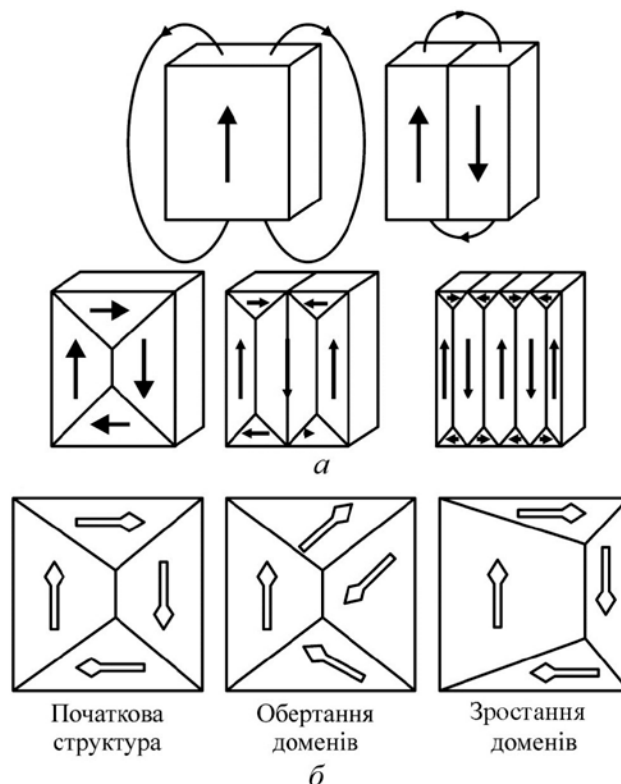


Рис. 4.7. Приклади доменної структури ферромагнетиків (*а*); змінювання доменної структури за рахунок зміщення стінок доменів і зростання доменів під дією магнітного поля (*б*)

Більш стійким буде стан, у якому магнітні поля дотичних ділянок замикаються, тобто сусідні ділянки кристала намагнічені протилежно одна одній (на рис. 4.7, *а* показано два сусідні домени).

Подальше розбиття кристала на домени ще більше знижує енергію намагніченого кристала, але до певної межі, оскільки стінка між доменами зумовлює напруження у кристалі. Такі перехідні прошарки між доменами названо *стінками Блоха* (рис. 4.8).

Введення уявлення про стінку Блоха спричинено тим, що зміна напрямку спінів у разі переходу від одного домену до другого, який має інший напрямок намагніченості, не може відбуватися стрибкоподібно на якійсь атомній площині, а лише поступово, й захоплює багато атомних площин. Поступовість цього переходу зумовлена тим, що для

повної зміни напрямку спінів обмінна енергія буде меншою, коли зміна розподілена по багатьох спінах, ніж коли вона відбувається стрибкоподібно. У залізі товщина перехідного шару – доменної стінки – дорівнює приблизно 300 сталих ґратки (близько 1000 \AA). Розмір домену залежить від багатьох причин, але зазвичай не перевищує декількох мікрометрів.

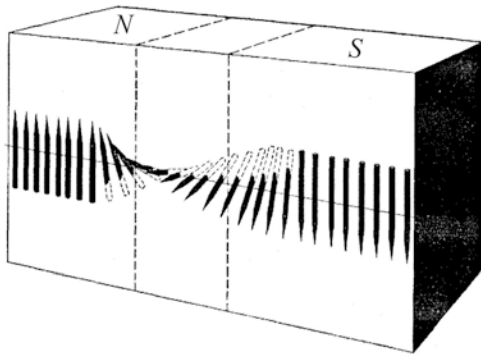


Рис. 4.8. Структура перехідного шару між доменами (стінка Блоха)

Таким чином, без впливу зовнішнього поля кристал феромагнетика має складатися з численних окремих дрібних ділянок, намагнічених до насичення, –

доменів, які відділені один від одного прошарками (доменними стінками), у яких спіни переходять від орієнтації, властивій одному домену, до орієнтації, властивій сусідньому домену.

Крива намагнічування феромагнетиків. Спонтанне намагнічування є анізотропним, тому здійснюється передусім у напрямках легкого намагнічування. Без дії зовнішнього поля домени орієнтуються один відносно одного так, що сумарний магнітний момент феромагнетика в цілому дорівнює нулю, оскільки це відповідає мінімуму вільної енергії системи. Зі збільшенням поля H феромагнетик намагнічується, здобуваючи відмінний від нуля магнітний момент. За характером фізичних явищ, які спостерігають у феромагнетику, процес намагнічування можна поділити на три стадії.

1. Процес зміщення меж доменів. Помістимо кристал, показаний на рис. 4.7, б, у магнітне поле H . Орієнтація вектора намагніченості різних доменів відносно H не однакова. У разі підсилення H енергетично вигідним буде зростання найбільш сприятливо орієнтованого домену за рахунок інших доменів, яке відбувається через зміщення меж доменів, тому першу стадію намагнічування названо *процесом зміщення*. Цей процес триває доти, поки сприятливо орієнтований домен не пошириться на весь кристал.

Процес зміщення зображено на кривій намагнічування монокристала ділянкою «а» (рис. 4.9). За невеликих H намагнічування відбувається

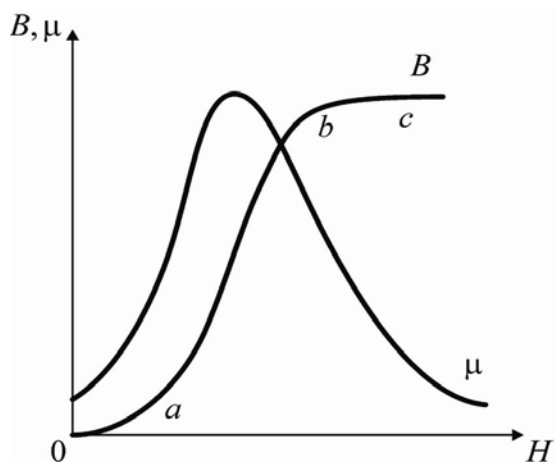


Рис. 4.9. Залежність магнітної індукції B та магнітної проникності μ від напруженості магнітного поля

плавно й у зворотному напрямку, а в сильних полях – стрибкоподібно, зумовлюючи ефект Баркгаузена (стрибки доменних стінок, що супроводжуються шумами).

2. Процес обертання. З подальшим збільшенням поля H спонтанна намагніченість $B_{\text{сп}}$ починає змінюватись у напрямку поля. У цьому разі процес намагнічування перебігає значно повільніше, ніж на першій стадії, та завершується тоді, коли вектор $B_{\text{сп}}$ розміститься вздовж H , при цьому намагніченість досягає технічного насичення (рис. 4.9, ділянка «b»).

3. Парапроцес. По досягненні технічного насичення підвищення намагніченості зі збільшенням H хоча й різко вповільнюється, але зовсім не припиняється, оскільки за температури, відмінної від абсолютного нуля, ще не всі спіни спонтанно намагнічених ділянок зорієнтувалися паралельно один одному, тобто внаслідок теплового руху атомів частина спінів має розупорядковану орієнтацію. Підвищення сильного магнітного поля може спричинити переорієнтацію цих спінів, і саме в цьому полягає намагнічування, що відповідає парапроцесу (рис. 4.9, ділянка «c»).

Зі співвідношення $B = \mu_0 \mu H$ випливає, що магнітна проникність у разі намагнічування змінюється залежно від напруженості поля H :

$\mu \sim \frac{dB}{dH}$. На ділянці різкого зростання магнітної індукції B зі збільшенням H значення μ досягає максимуму (рис. 4.9), коли ж темп підвищення $B(H)$ знижується, то й μ спадає в міру зростання H . Для різних феромагнітних матеріалів початкове значення $\mu = 10^2 \dots 10^3$, а в максимумі магнітна проникність $\mu = 10^3 \dots 10^6$.

Магнітний гістерезис. Криву повного циклу перемагнічування феромагнетика показано на рис. 4.10. Під час перемагнічування (змінювання напрямку) магнітний момент m спочатку підвищується до свого максимального значення – спонтанної намагніченості m_s , а зі зменшенням магнітного поля відстає від його зміни, тому, якщо $H = 0$, індукція дорівнює не нулю, а величині m_r .

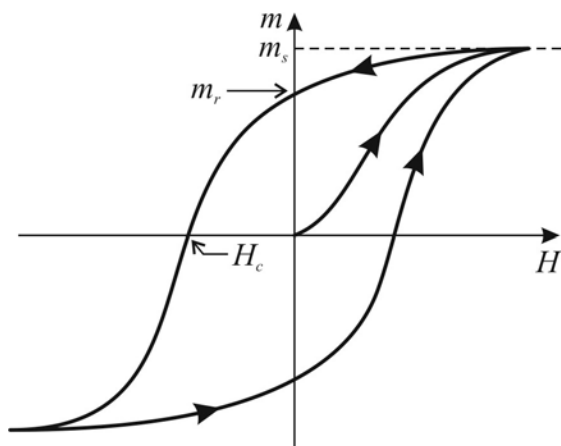


Рис. 4.10. Магнітний гістерезис

Явище відставання зміни магнітного моменту m від зміни поля H у разі перемагнічування називають *магнітним гістерезисом*, а намагніченість m_r – *залишковим магнетизмом*, для зникнення якого потрібне зустрічне поле H_c , що розмагнічує феромагнетик. Це поле називають **коерцитивною** (утримувальною) **силою**.

Замкнену криву на рис. 4.10, що описує цикл перемагнічування, називають *петлею гістерезису*, площа якої пропорційна роботі перемагнічування одиниці об'єму феромагнетика. У процесі перемагнічування ця робота цілком переходить у теплоту й характеризує втрати на гістерезис, тому за умови багаторазового перемагнічування феромагнетик нагрівається, і тим інтенсивніше, чим більша площа петлі гістерезису.

Залежно від форми та площі петлі гістерезису феромагнітні матеріали поділяють на «м'які», або низькокоерцитивні, й «тверді», або висококоерцитивні.

Різні застосування магнітних матеріалів потребують різних типів кривої намагнічення. На матеріали, які використовують у трансформаторах і електричних машинах, впливає швидкозмінне магнітне поле, тому їм доводиться перемагнічуватися багато разів за секунду, що призводить до часткової втрати ефективності й нагрівання матеріалу. Нагрівання є наслідком внутрішнього тертя, яке виникає у разі безперервної переорієнтації магнітних доменів. (За підвищеної частоти матеріал нагрівається також за рахунок струмів Фуко, що виникають у змінному

полі через електропровідність феромагнетика.) У кожному циклі втрати енергії, що виділяється у вигляді тепла, пропорційні площі, яку обмежує петля гістерезису. Для такого використання потрібні матеріали з малою або близькою до нуля коерцитивною силою, що зменшує площу петлі. Такі матеріали, які називають **магнітом'якими**, мають низьку коерцитивну силу й високу магнітну проникність, тому їх застосовують для виготовлення магнітоприводів електричних машин і приладів. Значення магнітної проникності кращих залізонікелевих сплавів типу «пермалой» досягає $\mu \sim 10^5$ та великої індукції у разі насичення ($B_{\text{зал}} \sim 1$ Тл), причому їх коерцитивна (залишкова) сила H_c становить лише 0,3 А/м. Петля гістерезису в пермалой настільки вузька, що втрати на перемагнічування стають приблизно в 500 разів меншими, ніж «м'якого» магнітного заліза.

Постійні магніти, використовувані для створення великих постійних магнітних полів, повинні мати велику коерцитивну силу, тобто дуже широку петлю гістерезису, та не потребувати перемагнічування – навпаки, вони мають стійко утримувати намагнічений до максимуму стан. Для таких матеріалів, які називають **магнітотвердими**, також необхідні великі значення намагніченості насичення. 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; у сплавах із церієм, самарієм та ітрієм – близько 10^6 А/м; у сплавах із рідкісноземельними металами – дуже великі значення коерцитивних полів (у сплаві SmCo $H_c = 2 \cdot 10^6$ А/м).

Анізотропія магнітних властивостей. Магнітні й, зокрема феромагнітні, явища в *монокристалах* анізотропні, хоч у звичайних *полікристалічних* матеріалах це непомітно. Анізотропію намагнічення зумовлюють різні сили спін-орбітальної взаємодії електронів у структурі, внаслідок особливостей якої магнітне насичення досягається навіть за невисоких значень магнітного поля. Напрямки, вздовж яких намагнічування відбувається найбільш легко, називають напрямками *легкого* намагнічування. Для кристалів заліза таким є напрямом [100] (рис. 4.11, а), але в напрямках [110] і [111] залізо намагнічується важче, і магнітне насичення досягається за значно вищих полів.

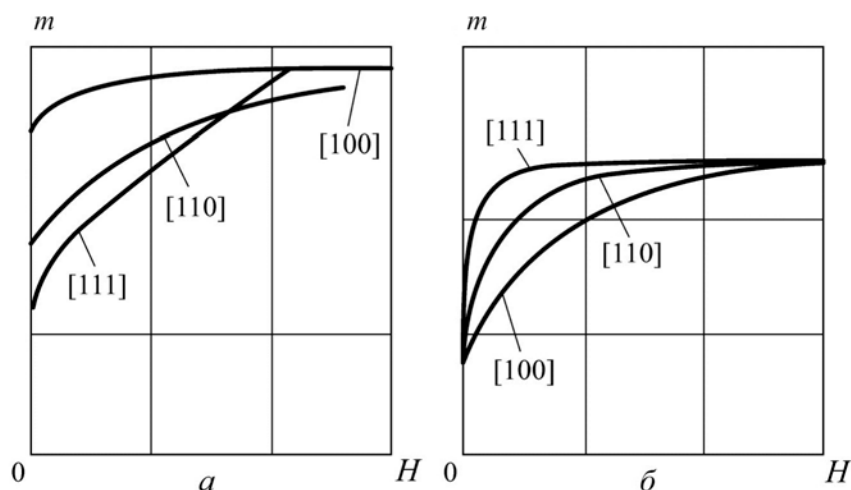


Рис. 4.11. Анізотропія намагнічування у кристалах заліза (а) і нікелю (б)

У кристалах нікелю, навпаки, напрямком легкого намагнічування є вісь $[111]$, а напрямком важкого намагнічування – $[100]$, як це показано на рис. 4.11, б. Такі істотні розбіжності в магнітній анізотропії у кристалах Fe і Ni унеможливають виникнення у сплаві Fe–Ni (пермалої) легкої намагніченості, а отже зумовлюють його магнітом'якість.

4.4. Магнітострикція й термострикція

Намагнічування феромагнетиків супроводжується зміною їх розміру й форми. Це явище називають *магнітострикцією*, яку спричиняє

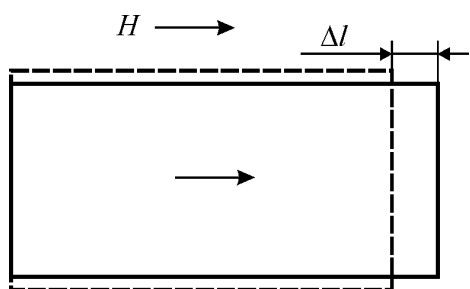


Рис. 4.12. Магнітострикційна деформація

сильна спін-орбітальна взаємодія у феромагнітних матеріалах. На рис. 4.12 схематично показано як поздовжню (розширення), так і поперечну деформацію (стиснення) феромагнетика в магнітному полі.

Стрижень завдовжки l з полікристалічного феромагнетика, поміщений у магнітне поле, може як подовжуватися, так і коротшати на відстань Δl , причому індукована магнітним полем H відносна деформація $x = \frac{\Delta l}{l}$ зазвичай пропорційна *квадрату* прикладеного магнітного поля: $x \sim H^2$. Нікелевий стрижень коротшає у напрямку прикладеного поля ($x \sim -4 \cdot 10^{-4}$); залізо і сталь у слабких полях дещо подовжу-

ються, але в більш сильних полях коротшають; кобальт, навпаки, у слабких полях коротшає, а у сильних подовжується.

Розроблено спеціальні феромагнітні сплави, магнітострикція яких значна. Цей ефект використовують у *магнітострикційних вібраторах*, що дозволяють продукувати ультразвукові коливання із частотою до декількох мегагерців, наприклад в ехолотах, в установках для ультразвукового оброблення твердих тіл і очищення їх від забруднень й у багатьох інших установках і приладах, зокрема побутових.

Таким чином, магнітострикція супроводжує процес намагнічування феромагнетика, тобто орієнтацію магнітних моментів атомів під впливом поля H . Цей процес аналогічний намагнічуванню парамагнетиків, тому його названо парапроцесом, який є найбільш інтенсивним за температури Кюрі, коли магнітострикція досягає найвищого значення. У феромагнетиках, що характеризуються гексагональною структурою, наприклад у рідкісноземельному металі гадолінії (Gd), парапроцес і магнітострикція анізотропні.

Окрім обмінної магнітострикції, у кристалах феромагнетиків зі збільшенням поля H виникає й анізотропна магнітострикція, яка супроводжує процеси намагнічування в полях, більш слабких, ніж ті, у яких виникає парапроцес. Анізотропія полягає в тому, що по різних осях кристала компоненти тензора відносної деформації x_{ij} мають відмінні значення і знак. Отже, характерною ознакою анізотропної магнітострикції є зміна форми зразка (за надто малої зміни об'єму).

У теорії розглядають два механізми анізотропної магнітострикції: магнітодипольний і одноіонний. Магнітодипольний механізм дає змогу визначити магнітну взаємодію магнітних моментів атомів, розміщених у вузлах кристалічної ґратки, при цьому магнітні моменти уподібнюються до магнітних диполів (елементарних магнітиків). Магнітодипольні взаємодії у кристалах кубічної симетрії вздовж ребра й діагоналей куба, а отже і рівноважні відстані між магнітними атомами та значення магнітострикції в цих напрямках будуть різними. Однак цей механізм робить малий внесок в анізотропію магнітострикції феромагнетиків.

Як показали дослідження, визначальним для явища анізотропної магнітострикції є одноіонний механізм – наявність у магнітному атомі або іоні орбітального магнітного моменту. Відповідно до квантової теорії орбітальна електронна хмара набуває несферичної (анізотропної) конфігурації. Подібна анізотропна магнітострикція надзвичайно сильна в деяких рідкісноземельних металах, оскільки їх іони мають великі орбітальні моменти.

Рідкісноземельний метал гадоліній не має орбітального моменту і його атомний момент містить лише спінову складову, внаслідок чого електронна хмара його іона має сферичну форму, тобто за таких умов не працює механізм одноіонної магнітострикції. У гадолінії (Gd) та його сполуках анізотропна магнітострикція зумовлена магніtodипольним механізмом.

Анізотропну магнітострикцію в металах Fe, Ni, їх сплавах і феритах теж описують магніtodипольним механізмом. Намагнічування в них зумовлюють більшою мірою спінові моменти й меншою – орбітальні. Кристалічне поле цих магнетиків суттєво впливає на орбітальні моменти, які немовби закріплюються у ґратках і втрачають здатність обертатися в напрямку магнітного поля. Це явище називають «заморожуванням» орбітального моменту. Однак у деяких із цих сполук (наприклад, у феритах) відбувається неповне «заморожування», тому в них виникає анізотропна магнітострикція одноіонної природи, але вона набагато менша, ніж у рідкісноземельних магнетиках.

Відповідно до принципу Ле Шательє – протидії системи впливу зовнішніх факторів, що намагаються змінити її стан, – механічна деформація феромагнетиків, яка приводить до зміни їх форми й розміру, впливає на намагнічування. Отже, якщо під час намагнічування феромагнетик у деякому напрямку зменшується, то додавання у тому ж напрямку напруження стиснення сприяє намагнічуванню цього тіла так само, як і додавання напруження розтягання утрудняє намагнічування. Таку зміну магнітних властивостей феромагнітних матеріалів у разі їх деформації спостерігають у процесі експерименту й називають *магнітопружним*

ефектом. Деякі феромагнітні матеріали дуже чутливі до внутрішніх напружень, які виникають унаслідок деформування феромагнетика, тому їх використовують для тензометричних вимірювань деформації та напруження.

Термострикція та інварний ефект. Під час теплового розширення феромагнетиків виникають аномальні явища. Як відомо, термічне розширення твердих тіл у процесі нагрівання відбувається через ангармонічний характер коливань їх атомів або іонів біля своїх положень рівноваги. У слабких магнетиках (діа- і парамагнетиках) ангармонічність є єдиною причиною зміни їх розміру під час нагрівання, тому з підвищенням температури такі речовини завжди розширюються.

У феромагнетиках намагніченість істотно залежить від їх деформації. Зумовлена зміною обмінної взаємодії магнітострикція виникає не тільки у разі прикладання магнітного поля H , але і внаслідок зміни температури феромагнетика (без впливу зовнішнього поля H). Ця теплова магнітострикція (іноді називана *термострикцією*) є спонтанною (оскільки виникає тоді, коли не діє поле H) і особливо сильною в околі точки Кюрі, тобто в разі переходу в магнітновпорядковану фазу. Ефект спонтанної магнітострикції деяких феромагнетиків впливає на теплове розширення, оскільки частково його компенсує. Термострикція зазвичай має протилежний знак зі звичайним (ангармонічним) термічним розширенням, тому результуючий коефіцієнт термічного розширення феромагнітних матеріалів може бути як додатним, так і від'ємним, а також мати нульове значення у певному інтервалі температур.

До групи феромагнітних матеріалів, що мають близький до нуля від'ємний (феромагнітний) термічний коефіцієнт лінійного розширення α , належать *інварні сплави*. Інварні метали (які не змінюють своїх розмірів під час нагрівання) вже давно застосовують у спеціальній приладобудівній промисловості. Явище компенсації коефіцієнта теплового розширення спонтанною магнітострикцією називають *інвар-ефектом*. Натепер є багато сплавів такого типу, природа малого коефіцієнта теплового розширення яких магнітна. Як приклад можна відзначити

інвар Н-36 – сплав заліза й нікелю (36 %), ковар – сплав заліза, нікелю (29 %) і кобальту (17 %) та інших, у яких за різних сполучень компонентів значення α можуть бути різними. У гадолінії інвар-ефект анізотропний, тобто відмінний на різних осях гексагонального кристала, що відкриває додаткові можливості для технічного застосування.

Отже, у сплавах із феромагнетиками коефіцієнт термічного розширення стає керованим, тобто в разі потреби можна отримати $\alpha \approx 0$. З огляду на це такі сплави широко застосовують у техніці: в електроніці й приладобудуванні, в авіації та будівництві.

Магнітокалоричний ефект. Магнітокалоричний ефект полягає у змінюванні температури магнетика під час його адіабатичного намагнічування або розмагнічування. В умовах адіабатичності (коли не відбувається обміну тепловою енергією з навколишнім середовищем) магнетик не поглинає і не віддає теплоти ($dQ = 0$), тому ентропія S магнетика не змінюється: $dS = \frac{dQ}{T} = 0$.

Для пояснення магнітокалоричного ефекту в межах термодинаміки в умовах адіабатичності й за сталого тиску p ентропію розглядають як функцію температури T і напруженості зовнішнього магнітного поля H : $S = f(T, H)$. Охарактеризувати змінювання температури під час намагнічування можна за співвідношенням

$$\Delta T = - \frac{(\partial S / \partial H)_{T, p}}{(\partial S / \partial T)_{p, H}} \Delta H. \quad (4.1)$$

Співвідношення (4.1) дозволяє знайти залежність ΔT від ΔH , якщо розкрити значення частинних похідних, що входять до нього:

$$\Delta T = - \frac{(\partial M / \partial T)_{p, H}}{C_{p, H} / T} \Delta H,$$

де $C_{p, H}$ – теплоємність магнетика за сталих тиску p і магнітного поля H .

Оскільки $\frac{C_{p, H}}{T} > 0$, то змінювання температури магнетика, тобто його охолодження ($\partial T < 0$) або нагрівання ($\partial T > 0$), залежить від знака похід-

ної $\frac{\partial M}{\partial T}$ і зміни зовнішнього магнітного поля: коли $\Delta H > 0$, відбувається намагнічування, а у разі $\Delta H < 0$ – розмагнічування.

Магнітокалоричний ефект, який зумовлений збільшенням (зменшенням) кількості однаково орієнтованих атомних магнітних моментів (спінових або орбітальних) у разі вмикання (вимикання) магнітного поля та виникає в парамагнетиках, вивчають і застосовують давно. Цей ефект за адіабатичного розмагнічення *парамагнетиків* використовують для отримання *наднизьких температур*. За низьких температур теплоємність є малою ($C_{p,H} \sim T^3$), тому й метод магнітного охолодження особливо ефективний, якщо вихідна температура достатньо низька.

За нормальних температур може набути широкого застосування інший магнітокалоричний ефект в околі фазового переходу феромагнетиків (наприклад, у гадолінії такий перехід відбувається за температури 260 К). У феромагнетиках у разі їх намагнічення на стадії парaproцесу магнітне поле орієнтує у напрямку поля H ті атомні магнітні моменти, що залишилися ще не повернутими внаслідок дії теплового руху, який дезорієнтує спіни. Тоді класичні феромагнетики (Fe, Co, Ni, Gd і їх сплави) мають від'ємну похідну $\frac{\partial M}{\partial T} < 0$, тому в разі ввімкнення поля спостерігають нагрівання ($\partial T > 0$), а вимкнення поля зумовлює магнітне *охолодження* $\partial T < 0$ (оскільки $\Delta H < 0$). Зумовлений парaproцесом особливо високих значень магнітокалоричний ефект набуває за температури в околі точки Кюрі, де намагніченість M стрімко знижується під час нагрівання магнетика, оскільки похідна $\frac{\partial M}{\partial T}$ дуже велика.

Отже, у феромагнетиках під час парaproцесу виникає не тільки додатний, але й від'ємний магнітокалоричний ефект, який легко пояснити на прикладі феромагнітних сполук рідкісноземельних металів із залізом, де магнітну атомну структуру подати у вигляді двох магнітних підгра-ток, магнітні моменти яких антипаралельні: підгратки заліза (позначено

як M_1) і підґратки рідкісноземельних іонів (M_2). За температури магнітної компенсації підґраток $T_{\text{ком}}$ намагніченість підґратки заліза M_1 дорівнює намагніченості підґратки рідкісноземельних іонів M_2 . Якщо $T < T_{\text{ком}}$, то $M_2 > M_1$, а якщо $T > T_{\text{к}}$, то навпаки $M_2 < M_1$, тобто сумарний магнітокалоричний ефект стає від'ємним.

Нещодавно було успішно продемонстровано магнітний холодильник, що працює за кімнатної температури, у якому використовуються постійний магніт і матеріали, подібні до гадолінію, або різні сплави з рідкісноземельними елементами. Інтервалу робочих температур ефекту достатньо для застосування цього пристрою як домашнього холодильника, повітряного кондиціонера, а також пристрою для охолодження продуктів або електронної апаратури.

Конструкція цього холодильника така: через робочий зазор магніту, в якому сконцентровано магнітне поле, крутиться колесо з робочим тілом – феромагнетиком (наприклад, гадолінієм). Коли сегмент із гадолінієм входить у магнітне поле, в гадолінії виникає магнітокалоричний ефект, тобто він нагрівається, але ця теплота поглинається теплообмінником, охолоджуваним водою. Коли гадоліній виходить із зони магнітного поля, виникає магнітокалоричний ефект протилежного знака, і матеріал охолоджується, охолоджуючи теплообмінник із циркулюючим у ньому іншим потоком води, який і використовується для охолодження холодильної камери магнітного холодильника. Такий пристрій компактний і працює майже безшумно та без вібрацій, що вирізняє його серед експлуатованих холодильників (з парогазовим циклом). Постійний магніт і робоче тіло у вигляді гадолінію не потребують підведення енергії, необхідної тільки для обертання колеса й забезпечення роботи водяних насосів. Адіабатичність процесу на практиці досягається швидкою зміною магнітного поля.

Нещодавно було виявлено *гігантський* магнітокалоричний ефект в інтерметалічних сполуках на основі рідкісноземельних елементів і в системі силіцидів-германідів $\text{Gd}_5(\text{Ge-Si})_4$. Це забезпечує перспективність застосування магнітокалоричного способу охолодження.

4.5. Антиферромагнетизм

Антиферромагнітна взаємодія. У разі від'ємного знака обмінного інтеграла більш вигідною є антипаралельна орієнтація спінів сусідніх вузлів ґратки кристала. Розміщення спінів може бути впорядкованим, але спонтанна намагніченість не виникає, оскільки спінові магнітні моменти сусідніх вузлів ґратки напрямлені антипаралельно й компенсують один одного (див. рис. 1.4, в). У такому кристалі немовби сполучено дві кристалічні ґратки, намагнічені протилежно. Основні антиферромагнетики наведено в табл. 4.2.

Таблиця 4.2

**Критична температура T_N
деяких антиферромагнетиків**

Речовина	T_N , К	Речовина	T_N , К
MnO	122	KCoF ₃	125
FeO	198	MnF ₂	67,34
CoO	291	FeF ₂	78,4
NiO	600	CoF ₂	37,7
RbMnF ₃	54,5	MnCl ₂	2
KFeF ₃	115	VS	1040
KMnF ₃	88,3	Cr	311

Структура з антипаралельним упорядкуванням спінів формується за температури, нижчої від деякої температури, названої *точкою Нелля* (T_N). Якщо температура вища за цю температуру ($T > T_N$), то некомпенсовані спіни в частково заповнених *d*- і *f*-оболонках атомів перехідних металів розупорядковуються й утворюють своєрідну парамагнітну систему з особливою температурною залежністю магнітної сприйнятливості: $\chi = \frac{C}{T + \theta}$, де C – стала Кюри–Вейсса; θ – температура, що, на відміну від парамагнітної фази ферромагнетиків, міститься в нереальному від'ємному діапазоні температурної шкали Кельвіна (рис. 4.4, крива 2).

Температурна залежність магнітної сприйнятливості антиферромагнетиків указує на виникнення різкої анізотропії в магнітних властивостях за температури, нижчої від температури фазового переходу (рис. 4.13).

Спонтанна антипаралельна орієнтація спінів електронів прилеглих атомів не тільки зменшує електронну електропровідність, але й має різну протидію до впливу прикладеного ззовні вимірюваного магнітного поля.

Варто зауважити, що в розупорядкованій (парамагнітній) фазі наведені сполуки зазвичай належать до провідників, оскільки в їх електрон-

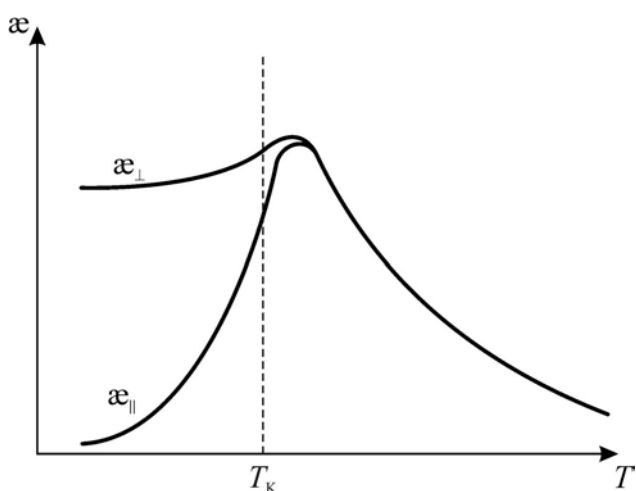


Рис. 4.13. Характерна температурна залежність магнітної сприйнятливості антиферомагнетика в околі критичної температури

ному спектрі немає забороненої зони (як і у металах), але у міру зниження температури й переходу в антиферомагнітну фазу (в точці Неєля) в електронному спектрі відкривається енергетична щілина, оскільки сполуки стають напівпровідниками або діелектриками. Отже, в антиферомагнітних сполуках *d*- і *f*-металів відбувається фазовий перехід типу «діелектрик–метал».

Однак магнітна проникність μ антиферомагнетиків є низькою, тобто недостатньою для їх технічного застосування як магнітних матеріалів. Оскільки за низької температури (в антиферомагнітній фазі) магнітні моменти підґраток цілком компенсують один одного, то результуючий магнітний момент дорівнює нулю, при цьому антиферомагнітна сполука проявляє властивості напівпровідника або діелектрика, тобто електропровідність у антиферомагнітній фазі в тисячі разів нижча, ніж у неупорядкованій фазі. У міру підвищення температури антипаралельне розміщення спінів порушується і намагніченість антиферомагнетика підвищується; μ збільшується й досягає максимального значення в точці Неєля, в якій упорядковане розміщення спінів цілком втрачається й антиферомагнетик стає парамагнетиком. Одночасно валентні електрони, «зв'язані» раніше в антиферомагнітній (упорядкованій, низькотемпературній, діелектричній) фазі протилежною орієнтацією спінів, «звільняються», тому антиферомагнетик у разі переходу в неупорядковану (парамагнітну) фазу стає провідником.

4.6. Феримагнетизм

Крім повністю магнітно-скомпенсованих антиферомагнетиків, є багато кристалів і полікристалів, у яких магнітні моменти підґраток, хоча й напрямлені зустрічно один до одного, істотно відрізняються за значенням (див. рис. 1.4, *з*), що зумовлено неоднаковою кількістю некомпенсованих електронів у *d*- і *f*-оболонках атомів. Такі магнетики мають властивості, подібні до феромагнітних матеріалів, оскільки у них можливе спонтанне намагнічування, тобто різниця магнітних моментів підґраток відмінна від нуля. Ці речовини називають *феримагнетиками*, основні з яких наведено в табл. 4.3.

Таблиця 4.3

Температура Кюрі T_K та магнітна індукція насичення B_S за температури 4 К деяких феримагнетиків

Сполука	T_K , К	$4\pi B_S$, Гс
Fe_3O_4 (магнетит)	858	6400
$CoFe_2O_4$	793	6000
$MgFe_2O_4$	713	1800
$CuFe_2O_4$	728	2000
$MnFe_2O_4$	573	7000
$Y_3Fe_5O_{12}$ (ЗІГ*)	560	2470

* Залізоітрієвий гранат

У феримагнетиках виникає *непряма* обмінна взаємодія, за якої не відбувається прямого перекриття хвильових функцій магнітних іонів. Перекриття хвильових функцій діамагнітних аніонів (наприклад, O^{2-}) із хвильовими функціями магнітних катіонів перехідних металів (Fe^{3+}) уможливорює обмінну взаємодію через віртуальні збуджені стани (рис. 4.14).

В основному стані (рис. 4.14, *а*) $2p$ -оболонка іона кисню цілком заповнена і, незважаючи на перекриття хвильових функцій (p -орбіталей O^{2-} і d -орбіталей Fe^{3+}), обмінної взаємодії не відбувається. У збудженому стані (рис. 4.14, *б*) один з p -електронів кисню переходить на $3d$ -оболонку іона заліза. За правилом Хунда, перейти має той електрон, спін якого антипаралельний спінам електронів у наполовину заповненій оболонці іона Fe^{3+} .

Залишений на $2p$ -оболонці електрон за рахунок від'ємної обмінної взаємодії орієнтує спіни електронів сусіднього іона заліза так, як показано

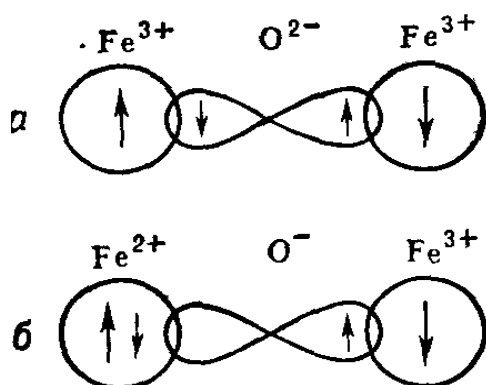
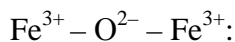


Рис. 4.14. Непряма обмінна

взаємодія в системі



а – основний стан;

б – збуджений стан

на рис. 4.14, у результаті чого виникає непряма обмінна антиферромагнітна взаємодія між катіонами заліза, інтенсивність якої підвищується зі збільшенням перекриття електронних оболонок аніонів і катіонів, тобто з підсиленням ковалентного зв'язку. Оскільки ковалентні зв'язки не є центральносиметричними, то і непряма обмінна взаємодія досягає максимального значення, коли три іони, які взаємодіють, не містяться на одній

прямій, тому в складних структурах феримагнетиків компенсація магнітних моментів спінів є неповною.

Магнітна проникність феримагнетиків хоч і поступається за значенням проникності типових феромагнетиків, але становить значний інтерес для технічних застосувань: $\mu \sim 10^2 \dots 10^3$. За іншими властивостями (гістерезисом, доменною структурою, нелінійністю) феримагнетики також подібні до феромагнетиків, однак їх намагніченість знижується з підвищенням температури не монотонно, як у феромагнетиках, а проходить через нуль, не досягаючи точки Нееля.

Температурна залежність спонтанної намагніченості у феримагнетиках із декількома різними підгратками складніша, ніж у звичайного феромагнетика, оскільки залежності спонтанних намагніченостей різних підграток можуть розрізнятися (рис. 4.15).

Більшість феромагнетиків є металами, і їх не можна застосовувати в умовах високих частот через втрати на вихрові струми (струми Фуко), тому навіть для електротехнічного застосування заліза й пермалою за частоти 50 Гц, а особливо за частоти 400 Гц, феромагнітний метал потрібно розділити на окремі пластинки (інколи завтовшки як фольга) з електроізолювальними прошарками між ними.

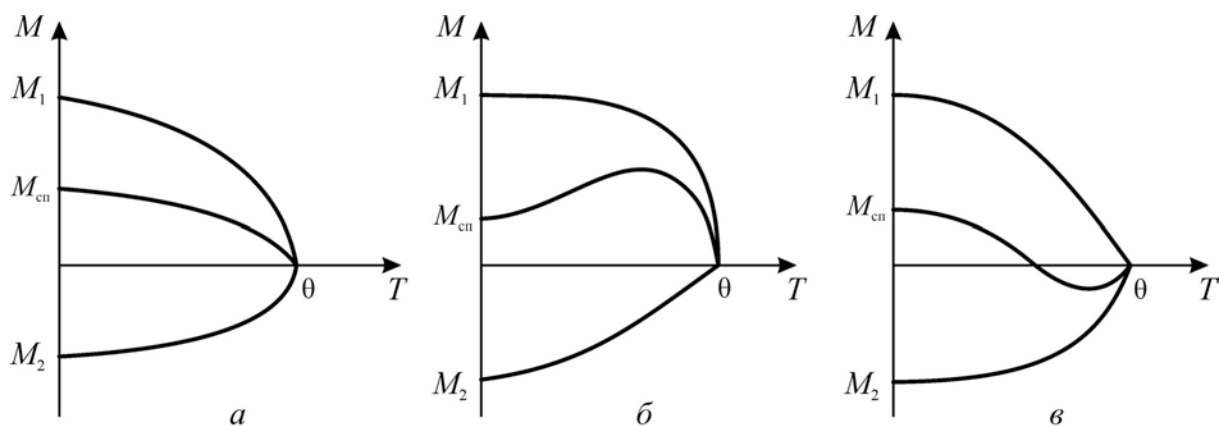


Рис. 4.15. Типи температурної залежності намагніченості підґраток (M_1 та M_2) і спонтанної намагніченості ($M_{\text{сп}}$) для феримагнетика з двома магнітними підґратками: $a, б, в$ – різні феримагнетики

Можливість застосування феромагнітних металів ще більше ускладнюється на радіочастотах, коли для зниження втрат на вихрові струми доводиться використовувати феромагнітні частинки мікронного розміру, спресовані разом з полімером (магнітодіелектрики). Ця технологія не дозволяє запобігти вихровим струмам у діапазоні НВЧ (там, де широко застосовують магнітні матеріали з підвищеною μ , зокрема в обчислювальній техніці). Натомість у феримагнетиках поєднується «сильний» магнетизм із діелектричними властивостями на рівні елементарної кристалічної комірки.

Таким чином, перевагою феримагнетиків є те, що їхні необхідні для технічного застосування магнітні властивості (високі магнітна проникність і магнітне насичення) поєднуються зі значним електричним опором, а це особливо важливо в техніці НВЧ (малі втрати електромагнітної енергії).

Феримагнетики отримали назву від феритів, найважливішим з яких є магнетит $\text{Fe}_3\text{O}_4 = \text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, елементарна комірка «ферошпінелі» якого має вигляд куба, утвореного вісьмома молекулами $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$. У цьому мінералі негативні іони кисню утворюють кубічну гранецентричну ґратку, в якій на кожну молекулу Fe_3O_4 припадає один двовалентний (Fe^{2+}) і два тривалентні (Fe^{3+}) іони заліза. Як бачимо з рис. 2.5, атом Fe та іони Fe^{2+} і Fe^{3+} мають різну кількість некомпенсованих спінів. Одна підґратка складної ґратки фериту створюється однією половиною тривалентних іонів заліза, друга – другою половиною тривалентних

іонів заліза і двовалентними іонами заліза (або металу, що заміщує залізо). Магнітні моменти підґраток напрямлені антипаралельно, тому магнітні моменти тривалентних іонів заліза компенсуються, а магнітні моменти двовалентних іонів заліза (або металу, що заміщує залізо) спричиняють спонтанне намагнічення.

У різних феритах зі структурою магнетиту двовалентні іони заліза Fe^{2+} заміщені двовалентними іонами інших металів, наприклад Mg^{2+} , Ni^{2+} , Co^{2+} , Mn^{2+} , Cu^{2+} . Загальна формула цих феритів зі структурою *шпінелі* така: $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, де Me – двовалентний іон металу. Саме магнітні моменти двовалентних іонів металу й зумовлюють спонтанне намагнічення феримагнетиків. Деякі з феритів (марганцевий, нікелевий) мають дуже високу магнітну проникність (μ досягає кілька тисяч), в інших феритах $\mu \sim 100$, а існують ферити (наприклад, на основі цинку й кадмію), які зовсім не магнітні.

Ферити на основі рідкісноземельних елементів. Значний науковий і технічний інтерес становлять магнітні матеріали на основі рідкісноземельних елементів (або *лантаноїдів*), тобто елементів третьої групи з номерами 57–71 (La, Ce, Nd, Sm тощо), до яких також наближуються за своїми властивостями скандій Sc та ітрій Y. Як сплави, так і сполуки цих елементів мають особливі магнітні властивості. Їх відмінність від магнетиків групи заліза (*d*-металів) полягає в тому, що в лантаноїдах (*f*-металах) магнітний момент визначається здебільшого спіновими властивостями електронів, тоді як значення орбітального моменту мале, а саме орбітальний момент впливає на магнітні властивості. З 14 рідкісноземельних елементів лише у шести (гадолінію, ербію, диспрозію, гольмію, тулію і тербію) спостерігається *феромагнетизм*, який (за винятком гадолінію) за деякої температури переходить в антиферомагнетизм. Для тулію, наприклад, за 220 К феромагнетизм переходить в антиферомагнетизм, а за 60 К – у парамагнетизм; гадоліній, як і залізо, переходить з феромагнітного в парамагнітний стан (за 290 К). П'ять рідкісноземельних елементів (церій, празеодим, самарій, прометій і європій) є антиферомагнетиками. Магнітні моменти лантану й лютецію дорівнюють нулю.

Магнітом'які ферити. Всі розглянуті матеріали можна розділити на дві групи: магнітом'які й магнітотверді. До магнітом'яких належать магнітні матеріали з малою коерцитивною силою ($H_c < 800$ А/м) і високою магнітною проникністю, які насичуються у слабких магнітних полях, мають вузьку петлю гістерезису, а отже малі втрати на перемагнічування. Як магнітом'які матеріали найбільш широко використовують нікель-цинкові та марганцево-цинкові ферити, які кристалізуються у структурі шпінелі й утворюють тверді розчини заміщення $\text{NiO-Fe}_2\text{O}_3$ – $\text{ZnO-Fe}_2\text{O}_3$ і $\text{MnO-Fe}_2\text{O}_3$ – $\text{ZnO-Fe}_2\text{O}_3$.

До феритів з прямокутною петлею гістерезису належать магнієво-марганцеві та літєві ферошпінелі, у яких збереження високої залишкової намагніченості після вимкнення зовнішнього магнітного поля зумовлено локалізацією доменних меж на мікронеоднорідній структурі (на вакансіях, міжвузлових атомах, комплексах та ін.). Залежно від особливостей пристроїв, де використовують ферити з прямокутною петлею гістерезису, вимоги до них можуть суттєво різнитися. Так, для створення комутаційних і логічних елементів ферити повинні мати малу коерцитивну силу (10...20 А/м), а феритові елементи, які застосовують у пристроях зберігання дискретної інформації, – підвищене значення (100...300 А/м).

Особливий інтерес для практичного використання мають ферити з прямокутною петлею гістерезису, які мають два стійкі стани, відповідно до різних напрямків залишкової індукції. Завдяки цій особливості їх можна застосовувати як елементи для зберігання та перероблення інформації, оскільки вони мають високі надійність і стабільність, малі габарити й великий термін служби; зберігають інформацію, навіть якщо вимкнено живлення. Коефіцієнт прямокутності у феритів, тобто відношення залишкової індукції $B_{\text{зал}}$ до максимального значення $B_{\text{макс}}$, перевищує 0,9.

Постійні магніти на основі рідкісноземельних феритів. Рідкісноземельні ферити мають надзвичайно велику магнітну анізотропію (на два-три порядки більшу, ніж у групі заліза), що дозволяє застосовувати їх для виготовлення постійних магнітів. Особливий інтерес станов-

лять інтерметалічні сполуки типу $R\text{Co}$, де R – рідкісноземельний метал. Наприклад, коерцитивна сила сплаву самарій–кобальт (SmCo) дорівнює 20000 А/м , тоді як для звичайних феромагнетиків вона на порядок менша. Цей сплав широко застосовують у техніці потужних постійних магнітів. Надвисока коерцитивність за великої магнітної індукції дозволяє знизити масу й габарити магнітних систем.

Загалом до магнітотвердих матеріалів належать матеріали з великою коерцитивною силою ($H_c > 4 \text{ кА/м}$). Граничні значення коерцитивної сили для матеріалів першої групи (магнітом'якої) становлять менше 1 А/м , у той час як для матеріалів другої групи (магнітотвердої) – більше 500 кА/м . Магнітотвердими є сплави систем Fe-Ni-Al і Fe-Ni-Co-Al з різними домішками, барієві ферити $\text{BaO-6Fe}_2\text{O}_3$, сплави на основі рідкісноземельних елементів SmCo_5 , PrCo_5 тощо.

Останнім часом застосовують також магніти на основі сплаву NdFe , що перевищують параметри SmCo -магнітів, «рекордним» магнітотвердим матеріалом вважають монокристалічний сплав тербій–кобальт, оскільки за низьких температур його коерцитивність у $5\dots 7$ разів перевищує параметри NdFe і SmCo -магнітів, що свідчить про можливість поліпшення властивостей постійних магнітів.

Рідкісноземельні НВЧ-ферити. На надвисоких частотах використовують властивості феритів, що дозволяють створювати *невзаємні пристрої*, тобто такі, які мають відмінні характеристики для різних напрямків поширення енергії (вентилі й циркулятори), а також пристрої НВЧ зі *швидкокерованими параметрами* (фазообертачі й перемикачі).

У техніці НВЧ використовують явище магнітного резонансу. Атоми всередині металу подібні до механічних вовчків (гіроскопів), магнітний момент у яких напрямлений по осі їх обертання. Якщо до кристала прикласти зовнішнє магнітне поле під деяким кутом до осі обертання вовчка, то ця вісь обертатиметься навколо напрямку прикладеного поля. Таке явище називають прецесією, частота якої залежить від матеріалу кристала й напруженості поля.

Якби у кристалі не відбувалося згасання коливань, то прецесія тривала б необмежено довго, та кристал уподібнився б до коливального контуру без утрат. Однак через утрати (розсіювання енергії на фононах і дефектах структури) прецесія зменшується, й напрямок магнітного моменту встановлюється вздовж напрямку магнітного поля. Якщо ж до кристала прикласти одночасно з постійним полем змінне поле з деякою частотою, то можна збільшити кут прецесії, який досягає максимального значення, коли частота зовнішнього поля збігається із частотою прецесії. Це явище називають *гіромагнітним* (або феромагнітним) *резонансом*.

На частоті гіромагнітного резонансу втрати енергії у кристалі максимальні й забезпечують селективне поглинання високочастотної енергії. Чим вища якість магнітного кристала, тим більше поглинання енергії і тим вужча смуга магнітного резонансу. Найкращим з цього погляду є ЗІГ, тому на магнітному резонансі в ЗІГ і подібних до нього феритах ґрунтується принцип дії феритових НВЧ-фільтрів, добротність яких сягає 10000. Рідкісноземельні ферити використовують також в обмежниках НВЧ-потужності.

Монокристалічні ферити. Монокристалічні ферити – це спеціально вирощені кристали феритів, що мають упорядковану кристалічну структуру. Особливістю таких феритів є великий питомий опір і висока оптична прозорість, що дає змогу використовувати їх не тільки у пристроях НВЧ, але й у магнітооптичних пристроях.

Властивості феритів залежать від їх кристалічної структури. Кристали можуть мати кубічну симетрію (наприклад, *фєрогранати*, загальна структурна формула яких $3\text{Me}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$, де Me^{3+} – рідкісноземельний елемент) або ромбічну (*ортоферити*, MeFeO_3 , де Me – рідкісноземельний елемент або ітрій).

Осі легкого намагнічування у феритах різних класів відмінні. У кристалах із кубічною симетрією віссю легкого намагнічування є [111] (оскільки такі кристали мають чотири діагоналі, то в них чотири осі легкого намагнічування); у кристалах із ромбічною структурою вісь легкого

намагнічування збігається з віссю [001], тобто вона лише одна, тому їх називають *магнітоодноосьовими*.

Монокристалічні ферити порівняно прозорі, що є їх важливою властивістю у разі використання в оптичному діапазоні спектра, значення їх коефіцієнта поглинання невелике. Наприклад, пластинка ортофериту завтовшки 1 мм у діапазоні 1,5...5 мкм пропускає 95 % світла, а пластинка 30 мкм – 50 % червоного світла (на довжині хвилі 0,6 мкм). Такі значення характерні тільки для якісних кристалів, тобто якщо вихідні матеріали не дуже чисті або пластинку відполіровано недостатньо, то її прозорість набагато менша.

Феритові плівки. Для створення функціональних пристроїв найбільш перспективні ферити у вигляді плівок. Специфіка магнітних властивостей тонких феритових плівок полягає в тому, що за певної товщини така плівка стає однодоменною по товщині, тоді основним процесом перемагнічування буде однорідне обертання, коли магнітні моменти одночасно повертаються по магнітному полю. Тривалість цього процесу дуже мала (близько 10^{-9} с), що забезпечує створення швидкодіючих магнітних пристроїв.

Магнітні плівки мають виражену магнітну анізотропію, яка виражається наявністю в магнітній плівці двох осей намагнічування: осі легкого намагнічування, вздовж якої прагне встановитися вектор намагнічування плівки, та осі важкого намагнічування, спрямованої перпендикулярно до першої осі. Відповідно, під час перемагнічування по осі легкого намагнічування необхідно витратити істотно меншу енергію, ніж по осі важкого намагнічування.

У разі малої товщини плівок вісь легкого намагнічування зазвичай розміщена у площині плівок, тому утворюються плоскі домени, умовно зображені на рис. 4.16, *а*, ширина яких може бути від часток до одиниць мікронів. У деяких феритів є тільки одна вісь легкого намагнічування. Якщо поверхня монокристалічної плівки з такого фериту перпендикулярна до осі легкого намагнічування, то утворюються домени у вигляді лабіринту (рис. 4.16, *б*) з напрямком спон-

танної намагніченості, перпендикулярним поверхні плівки. Магнітне поле, нормальне до такої плівки, змінює доменну структуру: спочатку зменшується площа доменів з вектором намагніченості, протилежним прикладеному полю (рис. 4.16, *в*), а за деякого значення поля вони перетворюються у циліндри (рис. 4.16, *г*) – стійкі циліндричні магнітні домени (ЦМД) або «магнітні бульбашки». З подальшим збільшенням зовнішнього магнітного поля діаметр ЦМД зменшується, потім циліндричні домени зникають, і вся плівка однорідно намагнічується.

Якщо у площині плівки створити неоднорідне магнітне поле, то ЦМД переміщатимуться під його впливом. Циліндричні магнітні домени, що виникають у певних магнітних полях і керовані зовнішнім полем, становлять особливий інтерес для створення логічних та запам'ятовувальних функціональних пристроїв.

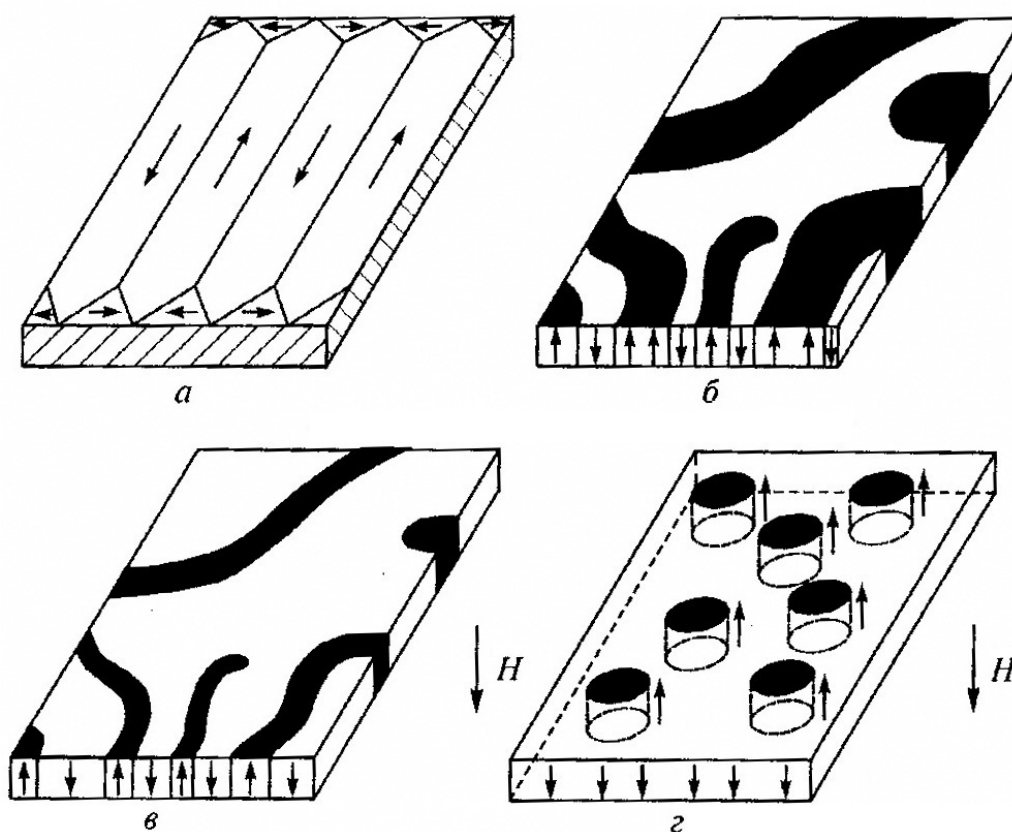


Рис. 4.16. Змінювання доменної структури феритової плівки під дією магнітного поля:
а – зустрічні плоскі домени; *б* – лабіринтові домени; *в* – перебудова доменної структури;
г – циліндричні домени

Гігантська магнітострикція. Магнітні матеріали з рідкісноземельних елементів можуть мати дуже великі коефіцієнти магнітострикції, що робить їх перспективними для використання в актюаторах. Суть ефекту магнітострикції полягає в тому, що, якщо помістити магнетик у магнітне поле, то його форма й розміри змінюються. Цю зміну вважають незначною, оскільки у звичайних феромагнетиках вона становить лише 0,003 %. Однак у рідкісноземельних металах (тербії Tb, диспрозії Dy і деяких їх сплавах) було відкрито ефект гігантської магнітострикції, значення якої більше на два порядки: 0,5 % для сплаву TbDyZn. Сплав тербій-залізо (особливо монокристал TbFe) є найкращим магнітострикційним матеріалом сучасної техніки.

Застосування магнітострикторів на основі рідкісноземельних матеріалів дозволило створити силові приводи малих переміщень (наприклад, адаптивну оптику великих телескопів-рефлекторів), джерела звуку величезної потужності, надпотужні ультразвукові випромінювачі, високочутливі магнітострикційні механізми мікропереміщень і натискних пристроїв; розробити надчутливі приймачі звуку; поліпшити характеристики ліній затримки звукових і електричних сигналів, а також інших пристроїв радіотехніки й електрозв'язку.

Магнітна нейтронографія. Натеper наявний прямий експериментальний метод для визначення типу атомного магнітного порядку в феро-, антиферо- й феримагнетиках – це нейтронна магнітна дифракція, яка дає можливість знаходити розміри й орієнтації атомних моментів у різних вузлах кристалічної ґратки. Нейтрони, не маючи електричного заряду, глибоко проникають у кристалічну ґратку, але оскільки вони мають спіновий магнітний момент, то під час проходження через кристал магнетика зазнають селективного відбиття, якщо у кристалі є атомний магнітний порядок. Це явище подібне до селективних відбиттів рентгенівських променів під час їх проходження через кристал.

Під час експериментального дослідження кристалів нейтрони з реактора пропускають через коліматор для утворення монохроматичного вузького пучка. Інформація про магнітну структуру кристала міститься як

у кутовому, так і в енергетичному розподілі нейтронів. Знаходячи максимум нейтронної магнітної дифракції, можна однозначно встановити наявність феро- або антиферомагнітного атомного магнітного порядку.

Явище дифракції нейтронів тісно пов'язано з їх хвильовою природою. Успіх застосування нейтронної дифракції для вивчення магнітної структури кристала зумовлений такими характеристиками. По-перше, довжина хвилі λ будь-якого випромінювання, використовуваного для дослідження розміщення атомів у кристалі, має бути порядку сталої кристалічної ґратки a . Пучки нейтронів на виході з ядерного реактора проходять через сповільнювач, так що швидкість нейтронів знижується до необхідних значень у межах $1,5 \dots 1,3 \text{ \AA}$, тобто їх енергія наближається до типових параметрів кристалічної ґратки. По-друге, нейтрон є нейтральною частинкою, що забезпечує велику, порівняно з параметром ґратки, довжину вільного пробігу в кристалах. По-третє, нейтрони мають магнітний момент, що робить їх незамінними в дифракційних дослідженнях магнітної електронної структури кристалів.

Саме наявність власного магнітного моменту приводить до магнітного розсіювання нейтронів, зумовленого взаємодією між нейтронним магнітним моментом і магнітними моментами атомів (або іонів) розсіювача.

Якщо магнітні моменти кристала орієнтовані хаотично (парамагнетик), то магнітне розсіювання повільних нейтронів має некогерентний, дифузійний характер; якщо ж магнітні моменти атомів мають упорядковану орієнтацію (феро-, фери-, антиферомагнетики), то магнітне розсіювання повільних нейтронів дає чіткі дифракційні максимуми інтенсивності розсіювання монохроматичного пучка. Кожен з таких максимумів відповідає відбиванню нейтронної хвилі від сімейства кристалічних площин під кутом ковзання, який визначається умовою Вульфа–Брегга.

Якщо кристал має впорядковану магнітну структуру, то виникають додаткові бреггівські відбиття від площин, зайнятих атомами з однаковою орієнтацією магнітних моментів. У феромагнетику, що складається з атомів одного виду, магнітні бреггівські відбиття збігаються з ядерними, тоді як у антиферомагнетиків з двома антипаралельно намагніченими

підгратками магнітній електронний осередок є вдвічі більшим, що приводить до появи магнітного відбиття за менших кутів.

Завдяки непружному розсіюванню нейтронів у їх енергетичному розподілі в будь-якому напрямку з'являються піки, положення яких згідно із законами збереження енергії та імпульсів однозначно пов'язане з енергією випущеного або поглиненого кванта магнітного збудження кристала – магноном. З огляду на це вивчення непружного розсіювання нейтронів дозволяє експериментально знайти закон дисперсії магнонів.

4.7. Магнони

Крім заряду й маси, елементарні частинки (електрони, протони чи нейтрони) та квазічастинки (фотони, фонони) характеризуються параметром «*спін*», який визначає їх магнітну й механічну властивості (див. підрозд. 2.5). Фотони й фонони мають цілий спін, тобто вони є бозонами, до яких належать також магнони.

Магнони (спінові хвилі) – квазічастинки, введені для опису колективних збуджень системи взаємодійних спінів у *магнітному кристалі*. Вплив теплового руху й магнітного поля може привести лише до переорієнтації магнітних моментів електронів. Однак *локалізовані* (поодинокі) перевернуті спіни не можуть існувати у феромагнетику, оскільки цьому перешкоджає обмінна взаємодія, тому елементарними збудженнями феромагнетика (як й інших магнітнорядкованих речовин) є перевернуті спіни, *розподілені у певній ділянці кристала*. Ці порушення, які мають хвильовий характер, тобто характеризуються певними хвильовими векторами k та частотами ω , було названо спіновими хвилями (магнонами). Вони наявні у феромагнетику за будь-якої температури, меншої за температуру Кюрі (в антиферомагнетику – нижче від температури Нееля), та їх інтенсивність тим більша, чим вища температура. Одиничний магнон відповідає хвилі обертань сусідніх спінів.

Ідеалізовані уявлення про спінове збудження в одновимірному кристалі показано на рис. 4.17. Випадок одного повернутого спіну серед ін-

ших спінів (рис. 4.17, *б*) менш імовірний, оскільки це потребує значних енергетичних витрат. Порушення значно меншої енергії можливе, якщо припустити, що всі спіни повернулися лише частково, як показано на рис. 4.17, *в*. З огляду на це більш прийнятна така модель, відповідно до якої кінці спінових векторів прецесують поверхнями конусів так, що кожен наступний спін перебуває в постійній фазі з попереднім (кут між ними залишається сталим).

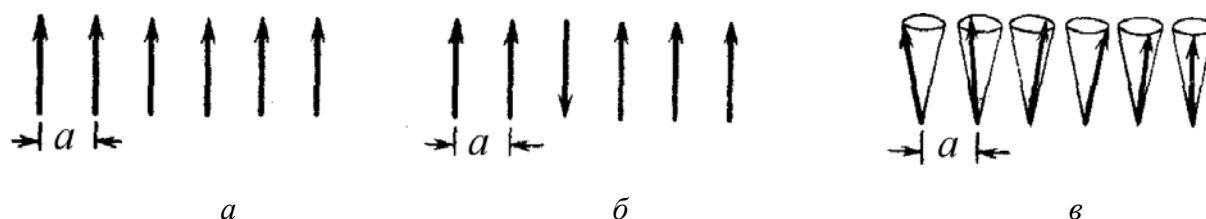


Рис. 4.17. Різні уявлення про спінові хвилі в одновимірних ґратках із параметром a : a – класична схема основного стану простого феромагнетика, коли всі спіни паралельні й напрямлені в один бік; b – найпростіше уявлення про збуджений магнітний стан, коли один спін перевернутий; v – спінові хвилі, що реалізуються у феромагнетиках

Хвиля утворюється через сильну обмінну взаємодію між атомами, у результаті чого відхилення магнітного моменту якого-небудь атома від положення рівноваги не локалізується, а поширюється в середовищі. Спінова хвиля може виникати переважно у магнітновпорядкованих твердих тілах – феромагнетиках, антиферомагнетиках і феримагнетиках. У кристалах із декількома магнітними підґратками (наприклад, антиферомагнетиках) можуть існувати кілька видів магнонів, що мають різні енергетичні спектри.

Модель магнона – спінової хвилі, яка за своєю структурою нагадує хвилю акустичних фононів, – у вигляді ланцюжка атомів, відстань між якими дорівнює параметру кристалічної ґратки, подано на рис. 4.18, де хвилю зображено лінією, що проходить через кінці спінових векторів, у магнітному полі H усі спіни синфазно прецесують із частотою ω_0 (однорідна прецесія). У реальних системах малі коливання магнітних моментів атомів здійснюються у вигляді хвиль неоднорідної прецесії.

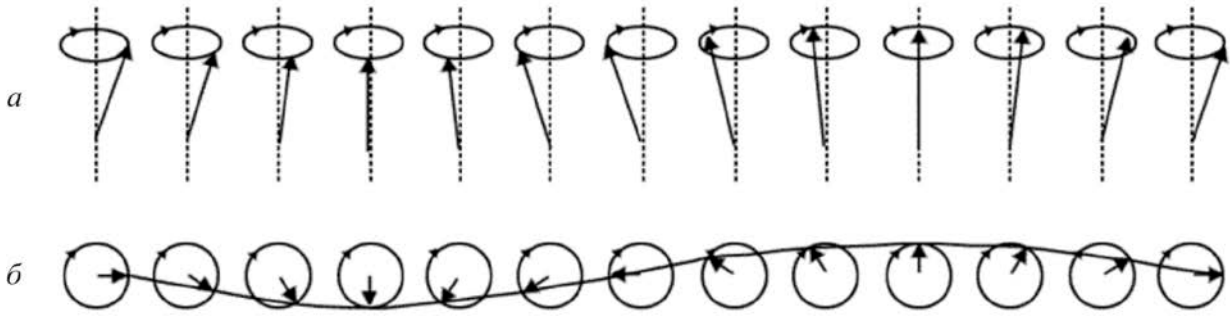


Рис. 4.18. Спінова хвиля в лінійному ланцюжку спінів: *a* – вигляд ланцюжка спінів, показаних збоку; *б* – вигляд ланцюжка спінів зверху; показано довжину хвилі

Треба зауважити, що магнон як хвиля прецесії спінів *електронів* у сусідніх атомах істотно відрізняється від фононів, які утворюються завдяки пружним зміщенням самих *атомів*. Цим зумовлена дисперсія магнонів – залежність їх енергії $E = \hbar\omega$ від імпульсу $p = \hbar k$ (або, що те саме, залежність частоти магнонів $\omega = \frac{2\pi}{T}$ від хвильового вектора $k = \frac{2\pi}{\lambda}$). Закон дисперсії для одновимірної моделі спінової хвилі виражено такою формулою:

$$\omega = \frac{8IS}{\hbar} \sin^2 \frac{ka}{2},$$

де I – обмінний інтеграл; S – спіновий момент; a – стала кристалічної ґратки. Графічно дисперсію енергії магнонів у феромагнетиках показано на рис. 4.19, *a*.

Для акустичних магнонів у одновимірному ланцюжку атомів закон дисперсії характеризується іншим співвідношенням: $\omega \sim \sqrt{\sin\left(\frac{ka}{2}\right)}$. Для довгих хвиль ($k \rightarrow 0$) у разі розгляду фононів частота пропорційна хвильовому числу: $\omega \sim k$. Проте для довгохвильових магнонів закон дисперсії – параболічний, оскільки $\omega \sim k^2$ поблизу $k \rightarrow 0$. Саме таку залежність частоти магнонів від хвильового числа спостерігали у процесі експерименту з розсіювання нейтронів у магнітних середовищах (рис. 4.19, *б*).

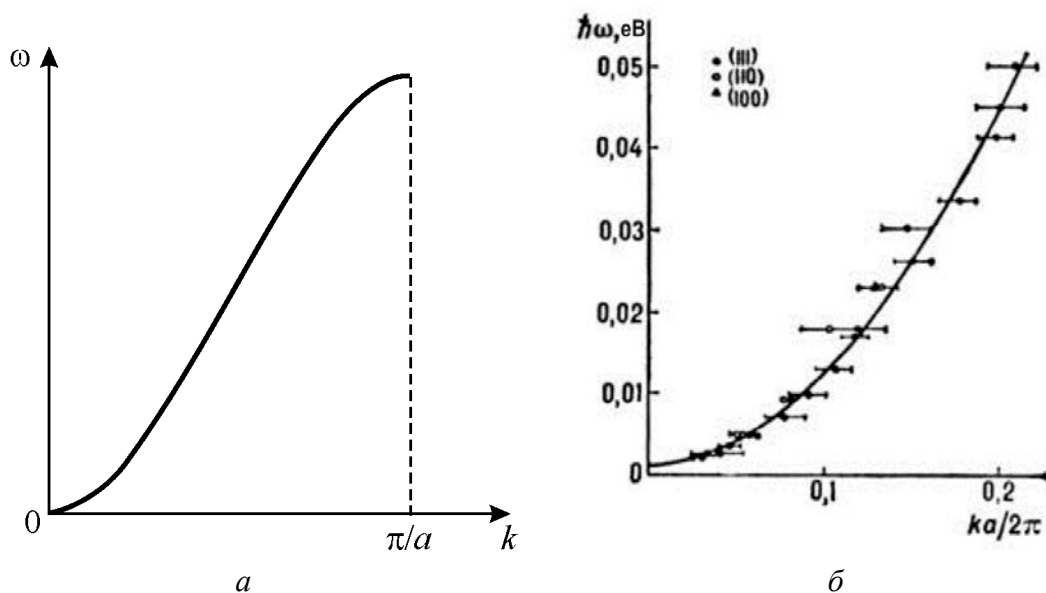


Рис. 4.19. Дисперсійний закон для спінових хвиль в одновимірному феромагнетикі:
 а – теоретичний розрахунок; б – вимірний спектр магنونів у сплавi $\text{Co}_{0,92}\text{Fe}_{0,08}$

Таким чином, магнони характеризують елементарний рух магнітних моментів у магнетиках. Магнони, як і фонони, збуджуються від теплових рухів атомів та іонів магнетиків, а довгохвильові магнони – ще й електромагнітним полем НВЧ. Магнони поведуться як слабковзаємодійні квазічастинки, характеризуються цілим спіном (що дорівнює одиниці), а отже підпорядковуються статистиці Бозе–Ейнштейна. Розрахунки свідчать, що за достатньо високої температури магنونів багато, їх концентрація у феромагнетиках $n_{\text{фер}}$ пропорційно зростає з підвищенням температури й залежить від віддаленості від точки Кюрі T_K : $n_{\text{фер}} \sim (T/T_K)^{3/2}$; у антиферомагнетиках $n_{\text{анф}} \sim (T/T_N)^3$, де T_N – точка Нееля.

За достатньо низької температури (близько абсолютного нуля) феромагнетик досягає стану найменшої енергії, у якому атомні спіни орієнтуються в одному напрямку. Магнони в разі зниження температури «виморожуються», і поблизу абсолютного нуля їх майже немає. Відповідний ефект конденсації Бозе–Ейнштейна було підтверджено експериментально порівняно недавно. Збільшення кількості магنونів, зумовлене підвищенням температури, зменшує магнітне впорядкування.

В антиферомагнетиках кількість магنونів з підвищенням абсолютної температури T збільшується пропорційно T^3 , аналогічно до закону

Дебая для температурної залежності концентрації фононів, а у *феромангнетиках* концентрація магнонів збільшується пропорційно $T^{3/2}$. Саме завдяки збільшенню їх кількості знижується і спонтанна намагніченість феромагнетиків, причому зміна намагніченості відбувається пропорційно $T^{3/2}$ (закон Блоха). Закон дисперсії магнонів у антиферомагнетиках відрізняється від закону дисперсії у феромагнетиках (рис. 4.20) та по-

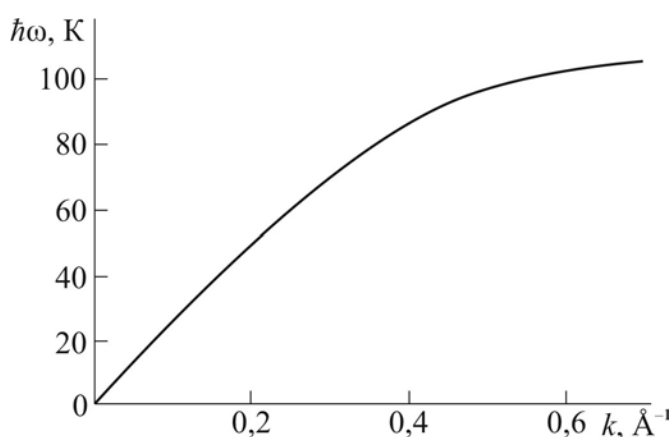


Рис. 4.20. Спектр спінових хвиль в антиферомагнетиках RbMnF_3 , отриманий методом непружного розсіювання нейтронів

дібний до закону дисперсії акустичних фононів.

Властивості феромагнетиків нижче точки Кюрі (антиферомагнетиків – нижче точки Нееля) зручно описувати, вважаючи, що спінові хвилі становлять майже ідеальний вироджений газ магнонів. Хімічний потенціал газу магнонів дорівнює нулю, тому кількість магнонів не зберіга-

ється. Функція бозе-розподілу магнонів за енергією дозволяє обчислити температурну залежність термодинамічних характеристик магнетика (намагніченості, теплоємності, магнітної сприйнятливості й ін.). Отримувані вирази тим точніші, чим ближче газ магнонів до ідеального бозе-газу.

Неідеальність – результат взаємодії магнонів один з одним, а також з іншими квазічастинками (фононами, електронами). З підвищенням температури кількість будь-яких квазічастинок збільшується, тому їх взаємодія стає настільки істотною, що умова існування ідеального газу магнонів не виконується.

Концепція магнонів дозволяє описати багато властивостей магнетиків: не тільки термодинамічні (рівноважні), а й кінетичні та резонансні властивості. Наприклад, магнони беруть активну участь у теплоємності магнетиків поряд із фононами й електронами (у провідниках) (рис. 4.21).

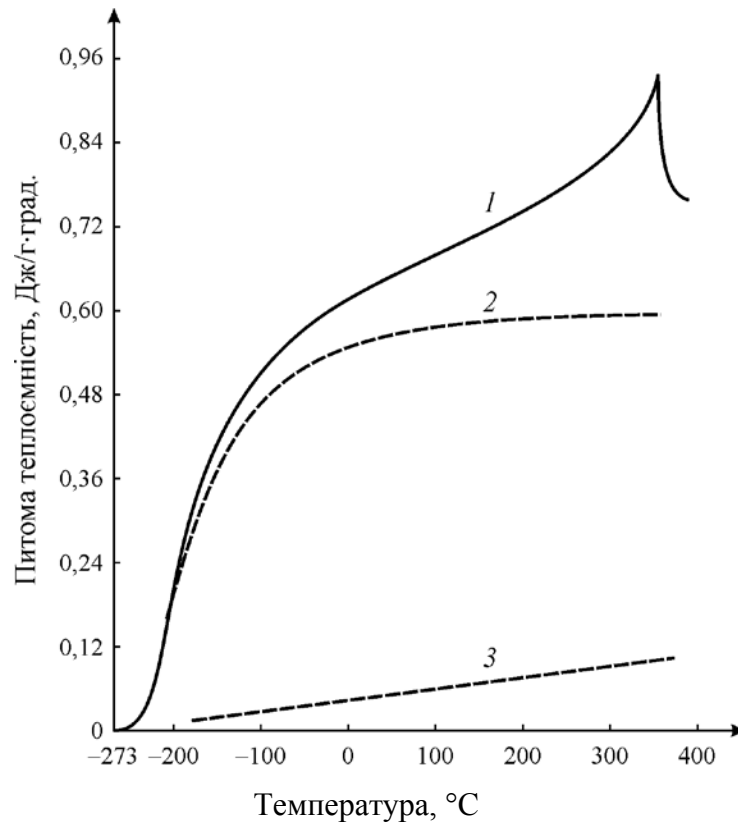


Рис. 4.21. Температурна залежність різних внесків у теплоємність нікелю:
1 – сумарна теплоємність; 2 – граткова теплоємність; 3 – електронна теплоємність

Із підвищенням температури дедалі більше спінів починають відхилятися від основного напрямку, підвищуючи внутрішню енергію і знижуючи загальну намагніченість. Інакше кажучи, якщо ідеально намагнічений за температури абсолютного нуля феромагнетик уявити як стан, коли всі магнітні флуктуації «сконденсовані», то появу деяких спінів (що не відповідає загальному напрямку) можна розглядати як «газ із квазічастинок» – магнонів. Кожен магнон зменшує кількість орієнтованих спінів і знижує власну намагніченість феромагнетика.

Поняття «спінова хвиля» ширше, ніж поняття «магнон». Спінові хвилі, можливі й у немагнітних металах, становлять коливання спінової густини *електронів провідності* й зумовлені обмінною взаємодією між ними. Існування спінових хвиль у немагнітних металах проявляється в деяких особливостях *електронного парамагнітного резонансу*, зокрема в селективній прозорості металевих пластин для електромагнітних хвиль із частотами, близькими до частоти резонансу.

Резюме

1. Магнітні кристали й полікристали зі спіновим і орбітальним упорядкуванням елементарних магнітних моментів проявляють «сильний» магнетизм: магнітна проникність у них може бути достатньо високою, а самі вони – джерелом сильних магнітних полів, що набувають широкого застосування в техніці.

2. Носіями феромагнетизму є некомпенсовані спіни електронів, пов'язані з орбітальними моментами електронів у атомах або іонах кристалічної ґратки. Проте лише магнітна взаємодія спінів не здатна забезпечити їх паралельну орієнтацію, характерну для феромагнетиків за температури, нижчої від *точки Кюрі*. У результаті обмінної взаємодії електронів внутрішніх недобудованих оболонок атомів виникають електростатичні сили, які змушують магнітні моменти атомів у феромагнетиках паралельно орієнтуватися один відносно одного.

3. Температурна залежність магнітної проникності феромагнетиків характеризується максимумом у точці Кюрі, а *спонтанна намагніченість* знижується з температурою і зникає у цій точці. Польова залежність намагніченості характеризується гістерезисом, зумовленим переорієнтацією магнітних доменів. Фактично всі феромагнетики є *провідниками струму – металами*. У феромагнетиках виникають анізотропія магнітних властивостей, магнітострикція, термострикція, а також інварний та магнітокалоричний ефекти.

4. В *антиферомагнетиках* розміщення спінів у атомній ґратці впорядковане, але спонтанна намагніченість не виникає, оскільки спінові магнітні моменти сусідніх вузлів ґратки напрямлені антипаралельно й компенсують один одного. Структура з антипаралельним упорядкуванням спінів формується за температури, нижчої від деякої температури, названої *точкою Нееля*. Важливою властивістю антиферомагнетиків є *мала електропровідність*. В антиферомагнітних сполуках *d*- і *f*-металів відбувається фазовий перехід типу «діелектрик–метал». У точці Нееля в електронному спектрі антиферомагнетиків *відкривається енергетична*

щільна, оскільки ці сполуки стають напівпровідниками або діелектриками.

5. Розрізняють важливий клас сильномагнітних матеріалів, у яких властивості феро- та антиферомагнетиків поєднуються. Такі некомпенсовані антиферомагнетики називають феримагнетиками. Ця назва походить від сполук оксиду заліза Fe_2O_3 з оксидами інших металів, тобто феритів, що мають напівпровідникові й феримагнітні властивості. Загальну формулу феритів можна подати у вигляді $\text{MeO-Fe}_2\text{O}_3$, де Me – двовалентний метал, наприклад Ni, Ca, Mn, Cu.

6. Одна з підґраток фериту $\text{FeO-Fe}_2\text{O}_3$ утворюється половиною тривалентних іонів Fe^{3+} , а друга підґратка – рештою тривалентних іонів заліза й двовалентними іонами заліза Fe^{2+} . Магнітні моменти підґраток антипаралельні, тому магнітні моменти тривалентних іонів заліза скомпенсовані, а спонтанне намагнічування зумовлено магнітними моментами двовалентних іонів металу, зовнішній $2p$ -шар кисневого аніона повністю заповнений електронами, і його магнітний момент дорівнює нулю.

7. Ферити мають високу магнітну проникність, малу коерцитивну силу, велике значення індукції насичення, а найважливіше – значний електричний опір ($\rho \sim 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), що дозволяє застосовувати ферити в області високих частот, де звичайні феромагнетики мають суттєві втрати через утворення вихрових струмів. Рідкісноземельні ферити широко використовують у техніці надвисоких частот, а *феритові плівки* – у магнітоелектронних пристроях пам'яті.

8. *Магнони* (або спінові хвилі) – це квазічастинки, введені для опису колективних збуджень системи взаємодійних спінів у магнітному кристалі, – характеризують елементарний рух магнітних моментів у магнетиках. Магнони поведуться як слабковзаємодійні квазічастинки, мають цілий спин (що дорівнює одиниці) та підпорядковуються статистиці Бозе–Ейнштейна.

9. Магнони наявні у кристалічних речовинах із впорядкованим розміщенням спінів: феромагнетиках, антиферомагнетиках, феримагнетиках.

Магنون – елементарне магнітне збудження у кристалі, за якого спін одного з електронів має протилежну проекцію відносно основного стану. Це збудження може рухатися від одного вузла кристалічної ґратки до другого завдяки обмінній взаємодії й характеризується квазіімпульсом та енергією. Властивості магнетонів описуються статистикою Бозе. У кристалах із багатьма атомами в елементарній комірці кристалічної ґратки існують акустичні й оптичні гілки магнетонів, названі так аналогічно до відповідних гілок фононів.

10. Магнони взаємодіють один з одним і з іншими квазічастинками. Існування магнетонів підтверджують експерименти з розсіювання нейтронів, електронів та світла в магнетиках, під час яких збуджуються спінові хвилі. Модель магнетонів застосовують у фізиці твердого тіла для пояснення не тільки магнітних, але й теплових і високочастотних властивостей магнетиків. Наприклад, підвищена теплоємність C феромагнітного кристала нижче температури Кюрі (максимум C у точці Кюрі) зумовлена тим, що, крім внеску фононів, у теплоємність роблять такий самий внесок магнони.

11. На основі спінових хвиль створюються функціональні прилади НВЧ-діапазону.

5. МАГНІТНІ НАПІВПРОВІДНИКИ І ДІЕЛЕКТРИКИ

Магнітні речовини, залежно від виду хімічного зв'язку, поділяють на магнітні метали, діелектрики і напівпровідники. У попередньому розділі розглянуто переважно магнітні метали, кристалічні ґратки яких характеризуються особливим видом зв'язку – іонних остовів з електронним газом. У магнітних напівпровідниках та діелектриках хімічний зв'язок є змішаним (*іонно-ковалентним*) і залежить від електронної спорідненості аніонів та катіонів. Для магнітних напівпровідників і діелектриків 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 передусім сполуки перехідних та рідкісноземельних елементів, що мають феро-, антиферо- або феримагнітне спінове впорядкування, яке 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).

Для магнітного керування властивостями напівпровідників необхідний *сильний взаємозв'язок* вільних носіїв заряду з магнітними моментами незаповнених *d*- і *f*-оболонки магнітних іонів, завдяки якому спінове впорядкування магнітних іонів впливає на характер руху вільних носіїв заряду в кристалі, а носії заряду, в свою чергу, – на магнітний порядок у ньому.

Як відомо, змінити орієнтацію магнітного моменту деякої ділянки магнітної речовини можна, приклавши до неї магнітне поле, на чому ґрунтується традиційна магнітна пам'ять, яку широко використовують у комп'ютерах. Для підвищення щільності записування в запам'ятовувальному пристрої необхідно вирішити проблему створення малого керувального магнітного поля, тому важливим є перемагнічування достатньо малої частинки магнітної речовини в момент пропускання крізь неї пучка спін-поляризованих електронів. У деяких магнітних напівпровідниках можна індукувати спіновий струм між двома напівпровідниками *p*- і *n*-типів. Якщо

спіни впорядковані, то групи електронів можна за допомогою електричного поля спрямувати до суміжного напівпровідника, тоді це спінове впорядкування зберігається достатньо довго навіть за кімнатної температури. Значущість цього способу керування спінами полягає у використанні електричного, а не магнітного поля.

5.1. Магнітооптичні явища

Телекомунікації, приладобудування, електроніка й обчислювальна техніка – усі ці галузі нині опановують оптичний діапазон частот електромагнітних хвиль. В оптичних пристроях можна застосовувати передусім достатньо *прозорі середовища*, тобто різні діелектрики й широкозонні напівпровідники (від металів та інших провідників електромагнітні хвилі відбиваються). В основу фізичних явищ, які використовують у магнітооптиці, покладено залежність оптичних властивостей деяких прозорих матеріалів від напрямку поширення в них світла (анізотропія), а також реагування напівпровідника або діелектрика на вплив зовнішніх (керувальних) полів і світлового випромінювання.

Розглядатимемо тільки оптичні явища, зумовлені впливом *магнітного поля* на сильні магнетики. Цю галузь науки й техніки називають *магнітооптикою*, оскільки в ній вивчають і використовують змінювання оптичних властивостей речовини під дією магнітного поля. Магнітні матеріали, які застосовують для створення функціональних магнітооптичних пристроїв, можна умовно поділити на дві групи.

До *першої групи* належать матеріали з порівняно малим оптичним поглинанням, які застосовують для просторово-часової модуляції світла за амплітудою або фазою. Серед магнетиків порівняно мале поглинання у «видимому» і «ближньому» інфрачервоних діапазонах спостерігають лише в неметалевих матеріалах, зокрема у *залізовмісних феримагнетиках*:

- ферит-гранатах із загальною формулою $R_3Fe_5O_{12}$ (R – рідкісноземельний іон);
- ортоферитах $RFeO_3$;

- феритах зі структурою шпінелі, наприклад CdCr_2Se_4 , $\text{CuCr}_2\text{Te}_3\text{I}$ і $\text{CuCr}_2\text{Se}_3\text{Br}$.

Вибираючи найбільш прозорі магнітооптичні матеріали, варто враховувати, що інтенсивність поглинання світла, зумовлена електродипольними переходами магнітних іонів $3d$ -групи (найчастіше це Fe^{3+}), знижується за таких умов:

- зі зменшенням нееквівалентних позицій іонів заліза у структурі магнетика;
- зі збільшенням симетрії оточення цих іонів іонами кисню;
- залежно від характеру домішок, що роблять власний внесок у поглинання або приводять до зміни валентності заліза.

Друга група охоплює тонкі магнітні плівки на основі інтерметалічних сполук із великим коефіцієнтом поглинання у видимому й інфрачервоному діапазонах. Магнітні аморфні плівки для магнітооптичних пристроїв можна описати загальною формулою R-Me-Z , де R – рідкісноземельний іон; Me – перехідний метал (Mn, Ni, Fe, Co); Z – немагнітний метал (Mo, Cu, Au).

Магнітооптичні ефекти спричиняє розщеплення рівнів енергії атома у магнітному полі, яке під час дослідження ізольованих атомів проявляється в *ефекті Зеемана*. У кристалах магнітооптичні ефекти також є наслідком цього ефекту. Магнітооптичні ефекти зумовлюють, по-перше, поляризаційні характеристики зеєманівських оптичних переходів і, по-друге, закономірності поширення поляризованого світла в дисперсійному середовищі.

Специфікою магнітооптичних ефектів є те, що в магнітному полі, крім звичайної *лінійної оптичної анізотропії*, яка виникає в середовищі під дією електричного поля або деформацій, з'являється також *циркулярна анізотропія*, спричинена нееквівалентністю двох напрямків обертання поляризації у площині, перпендикулярній до поля. Це є наслідком аксіальності магнітного поля.

За характером взаємодії світлового потоку з матеріалом магнітооптичні ефекти поділяють на дві основні групи: ефекти, що виникають під

час проходження світла крізь магнетик, і ефекти, зумовлені відбиттям світла від поверхні магнетика. Крім того, залежно від напрямку магнітного поля вирізняють два випадки: коли хвильовий вектор світлового випромінювання \mathbf{k} паралельний до магнітного поля \mathbf{H} і коли хвильовий вектор світла перпендикулярний до магнітного поля.

Ефект Зеємана спостерігається в обох випадках, причому розбіжність між поляризаційними характеристиками компонентів зеєманівського розщеплення зумовлює різний характер індукованої магнітним полем анізотропії.

У разі поширення монохроматичного світла у магнітному середовищі *вздовж магнітного поля* (за поздовжнього ефекту Зеємана) його право- і лівоциркулярнополяризовані складові поглинаються по-різному (магнітний *циркулярний дихроїзм*).

Під час поширення світла у магнітному середовищі *перпендикулярно полю \mathbf{H}* (у разі поперечного ефекту Зеємана) спостерігається магнітний *лінійний дихроїзм*, тобто різне поглинання магнітних складових, поляризованих паралельно й перпендикулярно до магнітного поля.

Якщо поширюється монохроматичне світло, яке має праву або ліву *колову* поляризацію, *то вздовж* магнітного поля \mathbf{H} показники заломлення для світла стають різними. Цей ефект називають *магнітним циркулярним подвійним променезаломленням*.

Оптична анізотропія середовища в магнітному полі виникає також унаслідок відбиття світла від його поверхні. У разі намагнічування середовища змінюється поляризація відбитого світла, характер і ступінь якої залежать від взаємного розміщення поверхні, площини поляризації падаючого світла й вектора намагніченості. Цей ефект, названий *магнітооптичним ефектом Керра*, виникає здебільшого у феромагнетиках.

У намагніченому середовищі показники заломлення право- і лівополяризованого по колу світла розрізняються. Якщо світло поширюється паралельно вектору його намагніченості \mathbf{H} , то ця різниця показників заломлення проявляється в обертанні площини поляризації лінійнополяризованого світла. Цей ефект називають *ефектом Фарадея*, за яко-

го кут повороту площини поляризації φ пропорційний шляху d світлового променя у магнітновпорядкованому середовищі:

$$\varphi = \theta d,$$

де θ – питоме фарадеївське обертання (кут повороту площини поляризації світлової хвилі на одиницю довжини магнетика). Ефект Фарадея є непарним, тому в разі зміни напрямку вектора \mathbf{H} на протилежний змінюється і знак φ .

У магнітному полі кожен рівень енергії атома магнетика розщеплюється на два близько розміщені рівні відповідно до двох можливих напрямків спіну відносно поля (рис. 5.1, а), завдяки чому дисперсійні (частотні) залежності коефіцієнта заломлення $n = n(\omega)$ в околі лінії поглинання для лівополяризованого (n^-) і правополяризованого (n^+) по колу світла зміщуються одна відносно одної (рис. 5.1, б). Різниця показників заломлення $n^+ - n^-$ (рис. 5.1, в) зумовлює фарадеївське обертання площини поляризації лінійнополяризованого світла: $\varphi = (n^+ - n^-)\omega$. У зв'язку з тим, що поглинання для ліво- і правополяризованого по колу світла не однакове, амплітуди цих складових на виході різні – це **магнітний коловий дихроїзм**, який полягає в тому, що після проходження крізь середовище світло з лінійнополяризованого перетворюється в еліптичнополяризоване.

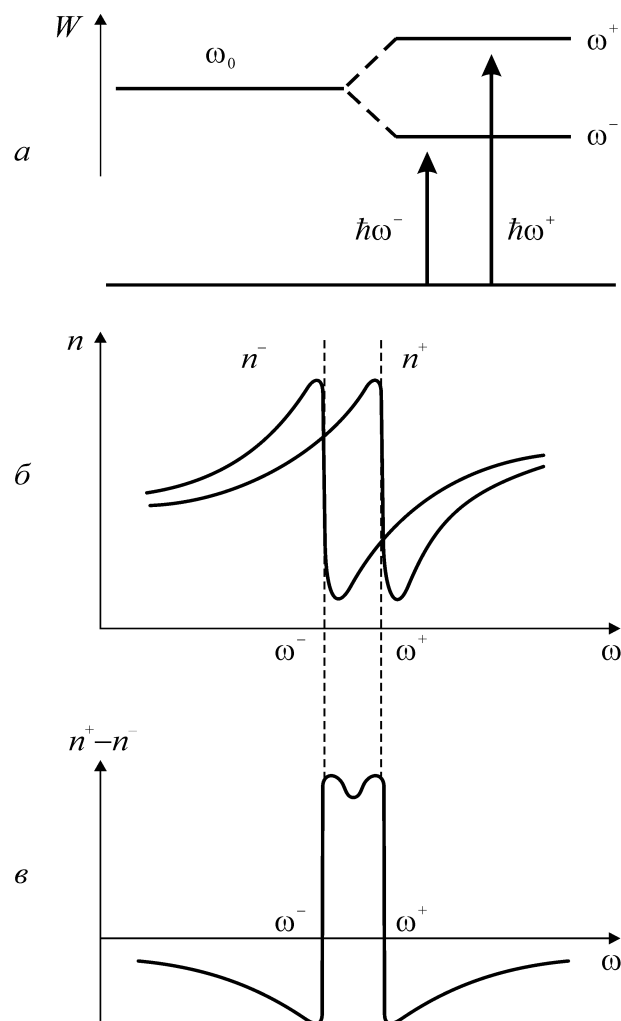


Рис. 5.1. Ефект Фарадея:
а – схема спінового розщеплення енергетичних рівнів атома в магнітному полі; б – спектральна залежність показників заломлення n^- і n^+ для ліво- та правополяризованого по колу світла; в – різниця показників n^+ і n^- , що визначає ефект Фарадея

Якщо світло поширюється перпендикулярно до напрямку намагніченості \mathbf{M} , то спостерігається магнітне лінійне двопротозаломлення, назване *ефектом Коттона–Мутона*. Він зумовлений різницею значень коефіцієнтів заломлення двох лінійнополяризованих компонентів світлової хвилі, поляризованих паралельно й перпендикулярно до \mathbf{M} . Фазові зміни, які відбуваються, приводять до виникнення еліптичнополяризованого світла на виході із середовища. Ефект Коттона–Мутона, на відміну від ефекту Фарадея, є парним. Його значення пропорційне квадрату намагніченості.

У поглинальному середовищі виникає і *магнітний лінійний дихроїзм* – різниця значень коефіцієнтів поглинання двох лінійнополяризованих хвиль у поперечнонамагніченому середовищі. Наявність дихроїзму приводить до повороту кута орієнтації еліпса у процесі поширення хвилі.

Крім магнітооптичних ефектів, які виникають під час проходження світла крізь намагнічене середовище, важливими є ефекти, що спостерігаються внаслідок відбивання світла від поверхні зразка. Такі явища називають магнітооптичними *ефектами Керра*. Залежно від взаємної орієнтації намагніченості \mathbf{M} , напрямку поширення світла \mathbf{k} та нормалі \mathbf{n} до поверхні розрізняють три види ефектів Керра: полярний, меридіональний і екваторіальний.

Полярний ефект полягає в обертанні площини поляризації та появі еліптичності внаслідок відбивання лінійнополяризованого світла від поверхні матеріалу, коли намагніченість паралельна нормалі: $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$.

Меридіональний ефект Керра полягає в обертанні площини поляризації та появі еліптичності внаслідок відбивання лінійно-поляризованого світла від поверхні у разі, коли намагніченість \mathbf{M} перпендикулярна до \mathbf{n} і міститься у площині падіння світла.

Екваторіальний ефект спостерігається в поглинальних матеріалах і полягає у зміні інтенсивності й зсуві фази лінійнополяризованого світла, відбитого від намагніченого середовища, коли намагніченість \mathbf{M} перпендикулярна до \mathbf{n} і площини падіння світла. Повороту площини поляризації не відбувається.

Для керування прохідним світлом необхідна зміна намагніченості середовища зовнішнім полем, для чого у прозорому феромагнетику використовують або зсув доменних стінок, або обертання вектора намагніченості магнітнонасиченого зразка у зовнішньому магнітному полі.

У магнітооптичних модуляторах як прозорі оптично-активні середовища найчастіше застосовують ферит-гранати $R_3Fe_5O_{12}$ та ортоферити RFe_3 (де R – рідкісноземельний іон). В ортоферитах відбувається аномально велике фарадеївське обертання, хоча намагніченість насичення в ортоферитах істотно менша, ніж у ферит-гранатах. Фарадеївське обертання, пропорційне товщині зразка, можна спостерігати, лише якщо світло поширюється вздовж оптичної осі ортофериту. Магнітооптична добротність в ортофериті зі складом $Nd_{0,8}Pr_{0,2}FeO_3$ досягає 14 град/дБ за довжини оптичної хвилі 0,62 мкм, що перевищує значення добротності для всіх відомих магнетиків. Для $YFeO_3$ магнітооптична добротність менша. Характерною особливістю ортоферитів є висока рухливість доменних стінок, що робить їх перспективними для створення швидкодіючих магнітооптичних пристроїв.

5.2. Запам'ятовувальні пристрої

У запам'ятовувальних пристроях як носій 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.

Якщо для зчитування сигналів з магнітооптичного диска використовують ефект Фарадея, то товщина плівки не має перевищувати 0,02 мкм, щоб поглинання лазерного випромінювання не було надмірним. Магнітооптичні диски мають сформовані доріжки запису, відстань між якими становить близько 1,6 мкм. Магнітне середовище для магнітооптичного записування інформації має характеризуватися низкою специфічних властивостей: одноосьовою магнітною анізотропією з век-

тором намагніченості, напрямленим перпендикулярно до поверхні плівки; високими магнітооптичною добротністю, оптичним поглинанням, коерцитивною силою; низькою теплопровідністю. Натеper найбільш перспективними матеріалами для магнітооптичного записування є аморфні сплави на основі рідкісноземельних і перехідних металів групи заліза, що мають точку компенсації. Зазвичай це феримагнетики з антиферомагнітною взаємодією між атомами перехідних та рідкісноземельних металів.

У пристроях оптичного записування інформації використовують магнітні плівки типу R–Me–Z, які мають феримагнітне впорядкування магнітних моментів рідкісноземельних іонів (R) і магнітних моментів іонів перехідних металів (Me); символ Z позначає немагнітний метал. Спонтанну намагніченість у цих сплавах зумовлюють 4*f*-орбіталі в атомах рідкісноземельних металів, 3*d*-орбіталі в атомах перехідних металів і сили обмінної взаємодії. Ця взаємодія спричиняє вплив рідкісноземельних атомів один на одного, взаємодію атомів перехідних металів між собою і, нарешті, рідкісноземельних атомів з атомами перехідних металів.

Аморфні сплави R–Me–Z не характеризуються 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 такі три механізми:

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

Для термомагнітного записування інформації на аморфні магнітні плівки важливе значення має коерцитивна сила H_c . У разі використання матеріалів з великим H_c 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, а для роботи з магнітооптичними дисками – ефект Керра. Значення фарадеївського обертання φ та ефекту Керра можна варіювати за рахунок зміни складу аморфних плівок. Наприклад, у плівці Tb–Fe до збільшення φ приводить домішка Gd. Плівки Tb–Fe мають достатньо велике коерцитивне поле ($H_c \approx 400$ кА/м), на порядок вище, ніж у плівок Gd–Fe і Gd–C. Значного підвищення ефекту Керра можна досягти, ввівши Bi у плівки Gd–Fe–Co. Для термомагнітного записування становлять також інтерес плівки інтерметалічної сполуки MnBi, насамперед завдяки значному ефекту Керра.

5.3. Магнітні напівпровідники

До магнітних напівпровідників належать переважно дві групи твердих тіл: сполуки європію (монооксид EuO, монокалькогенід EuS, моноселенід EuSe, монотелурид EuTe й ін.); деякі халькогенідні (хромові) шпінелі. Ширина забороненої зони в антиферромагнітних і феримагнітних напівпровідниках така сама, як у звичайних напівпровідниках. Виокремлюють ще один клас – *напівмагнітні напівпровідники* (або розріджені магнітні напівпровідники), – що характеризується заміщенням частини власних атомів базового напівпровідника магнітними.

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 сильний зв'язок між ними кожний d - або f -електрон локалізований на своєму іоні. Зона провідності виникає в результаті гібридизації частково заповнених і порожніх станів оболонок катіонів, валентна ж – d - або f -оболонок катіонів та зовнішніх оболонок аніонів.

За звичайним уявленням про електронні енергетичні зони у твердому тілі не передбачено існування магнетизму. Ця теорія ґрунтується на одноелектронному наближенні, у якому залишають поза увагою динамічні кореляції між частинками, але магнетизм спричиняється значними кулонів-

ськими (обмінними) силами, тому нехтувати просторовими й спіновими зв'язками між електронами не можна. У зонній теорії кожному стану з енергією електрона зі спіном $+1/2$ відповідає еквівалентний стан зі спіном $-1/2$. У результаті цього для основного стану сумарний спін вважають дуже малим, у той час як у магнітних напівпровідниках – великим.

У магнітному напівпровіднику є такі типи заборонених зон: звичайна заборонена зона, що розділяє валентну зону й зону провідності, зумовлена періодичним потенціалом ґратки; заборонена зона іншого виду, зумовлена передусім енергією іонізації d - або f -оболонки.

Щоб електрон незаповненої d - або f -оболонки (тобто «магнітний електрон») міг брати участь у процесах перенесення заряду, він має залишити свій атом, для чого йому необхідно надати деяку енергію E_v . Через делокалізацію електрона його енергія знижується на значення E_d . Якщо $E_v > E_d$, то виникає заборонена зона $\Delta E = E_v - E_d$ (рис. 5.2). Для d -електронів енергія E_v може бути достатньо малою, тому друга заборонена зона фактично зникає. У цьому разі d -електрони беруть участь у провідності й у твердому тілі виникають металічні властивості. З цієї причини майже всі феромагнетики – це d -метали (Fe, Ni, Co).

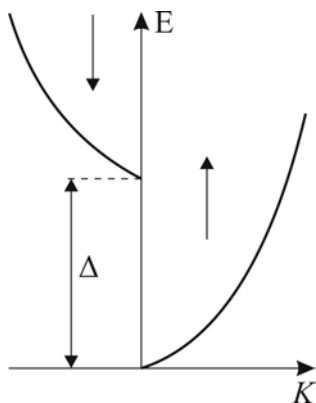


Рис. 5.2. Спінове розщеплення Δ зони провідності у феромагнітному напівпровіднику

У феромагнітних напівпровідниках (EuO, Eu, EuSe, EuTe, деяких шпінелях) обмінна взаємодія між s - і d -електронами приводить до розщеплення зони провідності на дві підзони, що відповідають станам електронів зі спінами $+1/2$ і $-1/2$, тобто з напрямком спінів електронів за і проти намагніченості. Оскільки у відомих феромагнітних напівпро-

відниках значення розщеплення $\Delta \gg k_B T$, то за порівняно низьких температур (коли $T \ll T_K$) енергетичні стани зайняті лише поблизу дна нижньої зони (зі спіном $+\frac{1}{2}$), тобто електрони цілком поляризовані за спінами.

Обмінна взаємодія приводить не тільки до зміщення станів електронів, але й до розсіювання електронів на спінових хвилях. Оскільки

енергія магнонів $\hbar\omega \ll \Delta$, то у феромагнітних напівпровідниках процеси розсіювання, що супроводжуються перевертанням спіну електрона й переходом його у верхню підзону, заборонені законом збереження енергії. З огляду на це у феромагнітних напівпровідниках визначальну роль в електрон-магнонному розсіюванні відіграють процеси за участю двох магнонів.

Спінові взаємодії приводять до виникнення в магнітних напівпровідниках декількох механізмів перенесення носіїв заряду, які характеризуються різними значеннями рухливості й температурної залежності: по-перше, можливий майже вільний рух носіїв подібно до руху електронів у немагнітних напівпровідниках; по-друге, дифузійний механізм руху, за якого носій заряду і пов'язана з ним ділянка поляризації можуть рухатися ґраткою кристала або вільно, або з дуже великою довжиною вільного пробігу; по-третє, рух у вигляді перекидання, аналогічний руху електронів у домішковій зоні напівпровідників (носії заряду рухаються від одного донора до наступного в частково компенсованому кристалі, але з урахуванням статистичного фактора, зумовленого ймовірністю перебування носія заряду поблизу відповідного іонізованого донора).

Багато феромагнітних напівпровідників є *фотопровідниками*. Форма кривої спектральної залежності фоточутливості слабо залежить від температури, але її максимум змінюється з підвищенням температури за тим самим законом, що і край поглинання. Максимальна чутливість підвищується зі збільшенням магнітного поля, причому тим сильніше, чим ближче температура до точки Кюрі.

Антиферомагнітних напівпровідників набагато більше, ніж феромагнітних, причому їх властивості багато в чому різняться. Наприклад, в антиферомагнітних напівпровідниках не відбувається гігантського «червоного зміщення» краю поглинання ΔE_g , як у феромагнітних напівпровідників зі зниженням температури (яке спостерігається ще до появи спонтанної намагніченості), оскільки *феромагнітне впорядкування сприяє підвищенню провідності* (можна вважати, що провідність і феромагнетизм взаємно підсилюють один одного), у результаті чого у феромагнітних напівпровідниках зміщення краю поглинання в «червоний

бік» досягає декількох десятих електрон-вольтів під час охолодження кристала й переходу через точку Кюрі.

В антиферомагнітних напівпровідниках, навпаки, край поглинання зміщується у бік великих енергій («синє зміщення»), але це зміщення незначне, оскільки антиферомагнітне впорядкування прагне *локалізувати* електрони провідності ще більшою мірою, ніж неупорядкованість у парамагнітній фазі (вище від точки Нееля). Наприклад, в антиферомагнітному напівпровіднику EuTe (що має енергетичну щілину в електронному спектрі $\Delta E_g = 2,0$ eV) зі зміною температури відбувається незначне «синє зміщення» – лише близько 0,03 eV, причому прикладене ззовні магнітне поле зменшує його.

Температурний хід електропровідності відмінний у магнітних напівпровідниках різних типів провідності: якщо у *феромагнітних* напівпровідниках *n*-типу на температурній залежності провідності в околі точки Кюрі T_K наявний мінімум, то в *антиферомагнітних* напівпровідниках у точці фазового переходу Нееля T_N немає такого мінімуму.

У широкозонних антиферомагнітних напівпровідниках носії заряду можна вважати звичайними зонними електронами, а у вузькозонних за рахунок електрон-магنونної взаємодії виникає квазіпружна сила, що прагне повернути електрон до того атома, який він залишив, у результаті чого електрон виконує осциляції навколо «центрального» атома. Треба зауважити, що також можливий поступальний рух електрона кристалом. Такий стан носія заряду, названий *квазіосциляторним*, відрізняється від поляронного стану діелектриків 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 цього 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, тобто ширина забороненої

зони феромагнітного напівпровідника *збільшується* в неупорядкованій (парамагнітній) фазі. Таким чином, електрони провідності прагнуть установити й підтримати феромагнітне впорядкування, але через малу концентрацію вільних електронів не можуть суттєво вплинути на стан кристала в цілому. Проте електрони можуть *локалізуватися в деяких ділянках кристала*, де вони створюють достатньо високий ступінь феромагнітного порядку, і їх енергія за рахунок цього значно знижується.

Феромагнітний кластер, створений електрон-магнетонною взаємодією, може містити тисячі магнітних атомів. Такі кластери спостерігали під час експериментів у напівпровідникових сполуках EuTe і EuSe. Комплекс «*електрон і навколишня мікроділянка магнітної фази*» називають **фероном**. За порівняно низьких концентрацій вільних носіїв заряду в антиферомагнітних напівпровідниках феромагнітні ділянки мають розміри 10...100 Å.

Феронні стани виникають переважно у *легованих* магнітних напівпровідниках. Антиферомагнітний кристал поділяється на окремі ділянки, що мають як феромагнітне, так і антиферомагнітне впорядкування, причому в перших ділянках спостерігається надлишок електронів провідності, а у других – їх нестача. В середині антиферомагнітної (низькопровідної) матриці високопровідні ферони можуть формувати періодичну структуру.

Провідність *антиферомагнітного* напівпровідника з феронами в цілому низька, оскільки багато вільних електронів *локалізовано* у феромагнітних кластерах, але вона різко підвищується в зовнішньому магнітному полі, яке сприяє *феромагнітному* впорядкуванню у кристалі й тим самим делокалізує електрони, які без прикладання магнітного поля були замкнені у феромагнітних кластерах. Підвищення магнітного поля, що сприяє феромагнітному впорядкуванню в цих кристалах, приводить до зростання їх провідності – іноді аж на 10 порядків.

Для ілюстрації цього на рис. 5.3 наведено експериментальні дані про температурний стрибок питомого об'ємного опору кристала EuO у різних магнітних полях. Фазовий перехід «метал–діелектрик» з високою провідністю у магнітнупорядкованій *низькотемпературній* фазі

супроводжує перехід у високотемпературну парамагнітну розупорядковану фазу, яка має низьку провідність («діелектричну» фазу). Магнітне

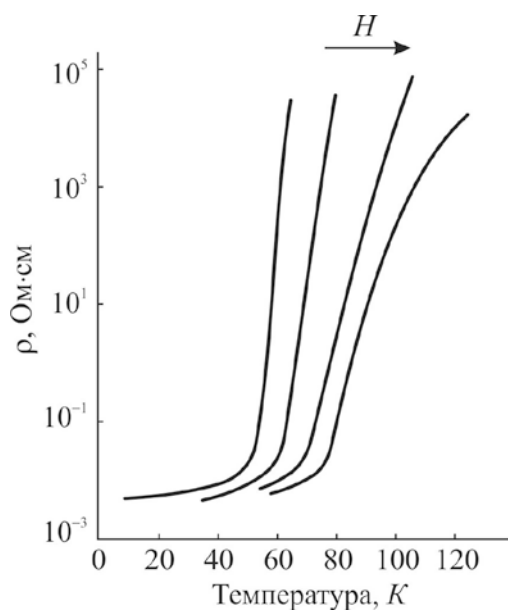


Рис. 5.3. Перехід «метал–діелектрик» у EuO за різних значень магнітного поля

поле, яке підтримує феромагнітне впорядкування, сприяє підвищенню температури цього переходу. Очевидно, що магнітне поле в околі температур 50....80 K може у широких межах керувати значенням провідності цього кристала.

Таким чином, електрони провідності прагнуть установити й підтримати у кристалі феромагнітне впорядкування, оскільки саме воно забезпечує мінімум електронної енергії. Якщо ж концентрації електронів недостатньо для встановлення феромагнетизму в усьому кристалі, то виграш в енергії буде, якщо електрони

зосередяться в якій-небудь частині кристала (у кластері) й установлять у ньому феромагнітне впорядкування.

Електрони разом з феромагнітними кластерами (феронами) можуть переміщуватися кристалом, хоч і з дуже малою рухливістю, аналогічно до поляронів, характерних для полярних діелектриків. За високих температур ферони (як і полярони) руйнуються, але у разі достатньої глибини потенціальної ями вони можуть бути навіть і в парамагнітній фазі.

Якщо електрони провідності й не приводять до неоднорідних станів виродженого магнітного напівпровідника, то вони все-таки істотно впливають на його магнітні властивості. Наприклад, легування може вдвічі *підвищити температуру Кюрі* у феромагнітних напівпровідниках EuS і EuO, а також перетворити антиферомагнітний стан у кристалі MnTe у феромагнітний.

Магнітні напівпровідники мають й інші незвичайні властивості, зокрема рекордне значення фарадеївського обертання площини поляризації світла та ефект гігантського магнітоопору.

Розрізняють ще один клас напівпровідникових матеріалів, який характеризується довільним заміщенням частини власних атомів базового напівпровідника магнітними. Ці матеріали відомі під назвою «напівмагнітні напівпровідники», або «розріджені магнітні напівпровідники» (*Diluted Magnetic Semiconductors, DMS*), найбільш поширеними з яких є сполуки $A^{II}B^{VI}$ (CdTe, ZnSe, CdSe, CdS тощо) з іонами перехідних металів (Mn, Fe або Co) замість власних катіонів. Також до них належать матеріали на основі $A^{IV}B^{VI}$ (PbTe, SnTe) та нещодавно синтезовані кристали $A^{III}B^V$ з іонами перехідних металів (GaAs, InSb). Треба відзначити, що як магнітні атоми у *DMS* можна використовувати рідкісноземельні елементи.

Напівмагнітні напівпровідникові сплави можна вважати такими, що містять дві взаємодійні підсистеми, однією з яких є система делокалізованих електронів провідності з характерною валентною зоною, другою – розріджена система локалізованих магнітних моментів, пов'язаних із магнітними атомами. Взаємодія локалізованих моментів зумовлює виникнення різних магнітних фаз (парамагнетизму, спінового скла, феромагнетизму та антиферомагнетизму).

Широке різноманіття базових кристалів і магнітних атомів у них забезпечує можливість отримати велику кількість відмінних матеріалів, від широкозонних напівпровідників до вироджених напівпровідників, які проявляють різні типи магнітних взаємодій. Деякі властивості цих матеріалів можна змінювати, регулюючи концентрацію магнітних іонів.

Ключовим здобутком у дослідженні *DMS* є феромагнетизм, керований полем, якого було досягнуто за допомогою МДН-транзистора з (In, Mn)As як магнітним каналом. Використовуючи заслін для збідніння або насичення каналу дірками, можна перевести канал з парамагнітного стану в феромагнітний і навпаки, але цей процес відбуватиметься в околі точки Кюрі, оскільки прикладена до заслону напруга може зміщувати цю точку.

Іншим прикладом феромагнетизму, керованого полем, є подібний до (In, Mn)As транзистор, у якому електричне поле застосовують для змінювання коерцитивного поля. У такому транзисторі можна використовувати напругу на заслоні для поліпшення розмагнічування або навіть

повного розмагнічування каналу за допомогою лише електричного поля. Поєднання магнітної та електричної функціональності, яке ілюструють ці приклади, є однією з головних цілей спінтроники, тому становить значний технічний інтерес.

Резюме

1. До магнітних напівпровідників і діелектриків належать сполуки перехідних та рідкісноземельних елементів, що мають *феро-, антиферо-* або *феримагнітні* спінові впорядкування, які впливають на оптичні й електричні властивості матеріалу.

2. Для магнітного керування оптичними властивостями (*магнітооптики*) важливі як оптична прозорість робочих тіл, так і суттєвий вплив їх магнітних властивостей на проходження або відбиття світла (електромагнітних хвиль). Магнітооптичні ефекти поділяють на дві основні групи: ефекти, що спостерігаються під час проходження світла крізь магнетик, і ефекти, зумовлені відбиванням світла від поверхні магнетика.

3. Ефект Фарадея полягає у тому, що у намагніченому середовищі показники заломлення право- й лівополяризованого по колу світла різняться. Якщо світло поширюється паралельно вектору його намагніченості \mathbf{H} , то ця різниця показників заломлення проявляється в обертанні площини поляризації лінійнополяризованого світла.

4. Ефект Коттона–Мутона – це магнітне лінійне двопроменеве заломлення, що відбувається тоді, коли світло поширюється перпендикулярно до напрямку намагніченості. Цей ефект зумовлений різницею значень коефіцієнтів заломлення двох лінійнополяризованих компонентів світлової хвилі, поляризованих паралельно й перпендикулярно намагніченості.

5. У намагніченому середовищі спостерігають також магнітооптичні ефекти Керра, які, залежно від взаємної орієнтації намагніченості, напрямку поширення світла й нормалі до поверхні, поділяють на такі три види: полярний, меридіональний і екваторіальний.

6. Магнітні матеріали, які використовують для створення функціональних магнітооптичних пристроїв, можна умовно розділити на дві групи: до першої групи належать матеріали з порівняно низьким оптичним поглинанням, які застосовують для просторово-часової модуляції світла за амплітудою або фазою; до другої – тонкі магнітні плівки на основі інтерметалічних сполук із високим коефіцієнтом поглинання у видимому й інфрачервоному діапазонах.

7. До магнітних напівпровідників належать переважно дві групи твердих тіл: сполуки європію (EuO, EuS, EuSe, EuTe й ін.) та деякі халькогенідні шпінелі. Ширина забороненої зони в антиферомагнітних і у феримагнітних напівпровідниках така сама, як у звичайних напівпровідниках. Ширина забороненої зони феромагнітного напівпровідника в неупорядкованій (парамагнітній) фазі збільшується. Електрони провідності прагнуть установити й підтримати феромагнітне впорядкування.

8. Комплекс «електрон і навколишня мікроділянка магнітної фази» називають *фероном*. За порівняно низьких концентрацій вільних носіїв заряду в антиферомагнітних напівпровідниках феромагнітні ділянки мають розміри 10...100 Å. Електрони разом з феронами можуть переміщуватися по кристалу, хоч і з дуже малою рухливістю, чим вони нагадують полярони, характерні для полярних діелектриків. За високих температур ферони (як і полярони) руйнуються, але за достатньої глибини потенціальної ями вони можуть існувати навіть і в парамагнітній фазі.

9. Виокремлюють ще один клас напівпровідникових матеріалів, який характеризується довільним заміщенням частини власних атомів базового напівпровідника магнітними і відомий під назвою «напівмагнітні напівпровідники», або «розріджені магнітні напівпровідники». Сконструйовано МДП-транзистори з напівмагнітним напівпровідником як магнітним каналом. Використовуючи заслін для збідніння або насичення каналу дірками, можна перевести канал з парамагнітного стану в феромагнітний і навпаки, тобто керувати провідністю.

6. НАНОТЕХНОЛОГІЇ ТА МАГНІТНІ ЕЛЕКТРОННІ ПРИСТРОЇ

Досягнуті успіхи фізичного матеріалознавства значною мірою зумовлені багаторічним і ґрунтовним вивченням структури й властивостей монокристалів складних сполук *макроскопічного об'єму*, що містять у зразках до $10^{21} \dots 10^{25}$ атомів. Полікристалічні матеріали також складаються з *макроскопічних* (5...50 мкм) зерен-кристалітів, тому, як і монокристали, вони мають *далекій порядок розміщення атомів* (невпорядковані межі зерен займають лише $10^{-9} \dots 10^{-4}$ від загального об'єму матеріалу).

Електричні, механічні, теплові, магнітні, напівпровідникові, корозійні та інші необхідні для техніки властивості об'ємних матеріалів уже близькі до своїх максимально досяжних значень. Уважають, що навряд чи можна домогтися істотного поліпшення якихось їх характеристик тільки за рахунок більш ретельної технології або внаслідок зміни концентрації складових елементів.

З огляду на це подальше створення матеріалів з новими властивостями має бути пов'язане з такими змінами у структурі речовини, які впливають на його *фундаментальні властивості*, характерні передусім для макроскопічних об'єктів. Одним з найбільш перспективних вважають науковий напрям у галузі фізичного матеріалознавства, який полягає у створенні й вивченні структури та властивостей матеріалів, сконденсованих із дуже *малих кристалів, кластерів, фрагментів*, що мають лише $10^3 \dots 10^6$ атомів. Матеріал такої структури іноді називають наноструктурним композитом.

6.1. Наночастинки і нанофізика

Американський фізик, Нобелівський лауреат Р. Фейнман уперше науково обґрунтував значущість досліджень і розроблень нанооб'єктів (тому його називають батьком нанотехнології). Він звернув увагу на те, що закони фізики не забороняють маніпулювати окремими атомами,

укладаючи їх поштучно в потрібному порядку, створюючи речовину певної структури із заданими властивостями. Однак рівень розвитку науки й техніки на той час (50-ті роки XX століття) не дозволяв реалізувати такі технології, тому нанотехнології стали входити в електроніку й інші галузі техніки лише наприкінці 80-х років минулого сторіччя.

Нанотехнологія – науково-технічний напрям зі створення матеріалів, функціональних структур і приладів нанометрових розмірів. Саме завдяки малим розмірам блоків (частинок, гранул, фаз), із яких вони побудовані, наноматеріали мають унікальні механічні, оптичні, електричні й магнітні властивості. Дослідження наноструктурованих матеріалів – один з найбільш динамічних напрямів розроблення матеріалів і пристроїв, призначених для важливих застосувань у техніці й медицині.

Наноструктурні матеріали проявляють унікальні властивості порівняно зі звичайними об’ємними матеріалами того самого хімічного складу, тому їх вважають майбутнім електротехніки, техніки надміцних матеріалів, мікроелектроніки, оптики, біомедицини, науки про продукти харчування і фармацевтики. Для опису властивостей наноматеріалів розвивається особлива галузь науки – нанофізика (рис. 6.1).

	Квантова хімія	Нанофізика	Фізика твердого тіла
	Атоми або молекули	Нанорозмірні частинки	Тверде тіло
Кількість атомів	1	$10^2 \dots 10^5$	$10^6 \dots \infty$
Розмір об’єкта	10^{-1} нм	1...10 нм	100... ∞ нм

Рис. 6.1. Місце нанофізики як науки про властивості частинок проміжного розміру

Давно було виявлено, що зменшення розмірів блоків-кристалітів у речовині (передусім у металах і сегнетоелектриках) може істотно змінювати їхні властивості. Такі зміни відбуваються, коли середній розмір кристалічних зерен не перевищує 100 нм, а найбільш помітні, якщо розмір зерна менший за 10 нм. Якщо полікристалічні дрібнозернисті матеріали мають середній розмір зерна 40...150 нм, то їх називають **субмікрокристалічними**; а якщо менше за 40 нм – то **нанокристалічними**.

Основні типи нанокристалічних структур показано на рис. 6.2. Характерні їх розміри становлять 5...300 нм. У цьому разі поняття «далеким порядком розміщення атомів речовини» вже не можна застосовувати.

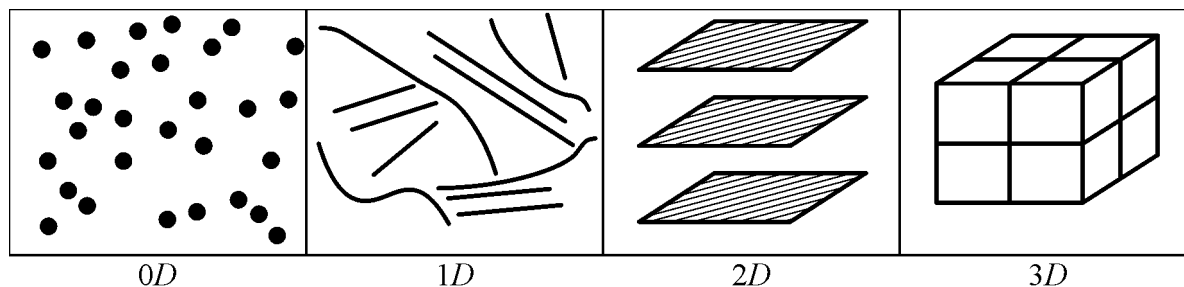


Рис. 6.2. Типи нанокристалічних матеріалів:

0D – нульвимірні кластери (квантові точки); 1D – одновимірні кластери (нанотрубки, волокна й проводи); 2D – двовимірні наноматеріали (плівки та шари); 3D – тривимірні (нанокомпозити й полікристали)

Змінювання розмірів приводить до зміни не тільки властивостей, але й геометричної форми наночастинок порівняно з формою відповідного кристала. Деякі наноматеріали, до яких належать добре вивчені аморфні металеві сплави (металеві стекла), завжди мають *близький порядок* розміщення атомів. У таких речовинах суттєво змінено технічні характеристики, що дозволяє створити, наприклад, феромагнетики з магнітними властивостями, яких неможливо надати матеріалам із далеким порядком розміщення атомів.

6.2. Значення поверхневих властивостей

Властивості *поверхні* твердого тіла істотно відрізняються від його об'ємних властивостей, оскільки на поверхні кристала регулярні електронні зв'язки атомів розірвані, за рахунок чого рівноважна структура поверхні впорядковується інакше, ніж в об'ємі. Дослідження показали, що на поверхні кристала змінюється кількість атомів у елементарному осередку, формується інша симетрія, а також змінюються частоти коливання кристалічних ґраток (частоти фононів), у результаті чого на поверхні кристала змінюється (зазвичай знижується) температура Дебая кристала й відповідно знижується його температура плавлення. Ці властивості є фундаментальними, оскільки вони визначаються особливістю зв'язків у твердих

тілах. Зниження температури плавлення приповерхневого шару широко використовують у технології – для формування епітаксialьних шарів.

Зниження температури плавлення наноматеріалів може бути значним. Наприклад, температура плавлення наночастинок золота може знизитися аж на тисячу градусів порівняно з температурою плавлення об'ємного металу, змінюються й електричні властивості, зокрема найменші наночастинки золота поведуться як діелектрики, більші – як напівпровідники, й лише найбільші мають електропровідність металу.

Основна причина відмінності наноматеріалів від звичайних матеріалів полягає в тому, що ці речовини мають *дуже високе значення коефіцієнта відношення поверхні до об'єму*, і чим менший розмір нанокластера, тим більша перевага впливу властивостей поверхні над об'ємними властивостями. У деякому сенсі наноструктури дозволяють трансформувати властивості поверхні кристала в об'ємні властивості, тобто залежно від співвідношення поверхні кластерів до їх об'єму властивості певної речовини в наноструктурованій формі стають різними. Отже, керуючи розмірами й формою кластерів, ці властивості можна цілеспрямовано змінювати.

Крім того, істотно змінюється і *структурний стан* самого зерна нанокластера. Дефекти кристалічної структури, типові для монокристалів і великих (понад 10...50 мкм) кристалітів полікристалів, зокрема дислокації (густина яких зазвичай становить близько 10^4 см^{-1}), вакансії та дефекти упаковки ($10^6 \dots 10^{10} \text{ см}^{-3}$), у наноматеріалі часто не можуть утриматися всередині зерна й виходять на поверхню, перетворюючи *структуру зерна на бездефектну*. Межі між зернами притаманна нестабільність структури, тому для нанокристалічних матеріалів характерна висока дифузійна рухливість атомів, на 5...6 порядків вища, ніж для звичайних полікристалічних матеріалів. Узагальнені дані про поверхневу частину атомів у наноструктурах залежно від розміру кластера показано на рис. 6.3.

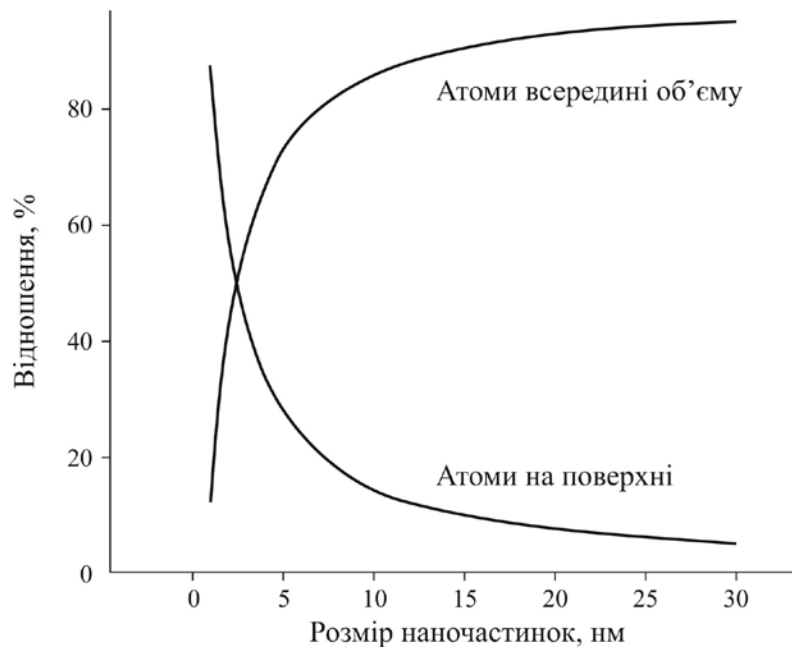


Рис. 6.3. Відсоткове відношення кількості атомів, що виходять на поверхню нанозерна, до атомів усередині об'єму залежно від розміру частинок у нанометрах (розмір частинок – 4 нм, близько 50 % з них – на поверхні)

«Розмірний» ефект впливає не тільки на властивості кристалічних ґраток, але й на **спектр стану електронів** у кластері (наприклад, змінюється ширина забороненої зони напівпровідників), тому з'являються нові можливості для створення напівпровідникових приладів з використанням наностану напівпровідника. Наприклад, через порушення кореляції взаємодії спінових і орбітальних моментів електронів на поверхні кристалів істотно змінюються й **фундаментальні магнітні** властивості речовин, а особливо феро-, антиферо- і феримагнітних матеріалів. У магнітних матеріалах, сформованих із кластерів близького порядку, з'являються нові й важливі для технічного застосування властивості.

Приклад залежності ефективного магнітного моменту від розміру частинок для основних **ферромагнетиків** показано на рис. 6.4, де магнітний момент атомів об'ємного ферромагнетика внаслідок спин-орбітальної взаємодії та магнітної анізотропії менший від сумарного моменту некомпенсованих спінів атома (їх два для нікелю, три для кобальту й чотири для заліза). Як бачимо з рис. 6.4, в **об'ємному** ферромагнетичу ефективний магнітний момент атома набагато менший від суми магнетонів (2) – він

досягає близько $0,6 \mu_B$ для нікелю, $1,8 \mu_B$ для кобальту, $2,2 \mu_B$ для заліза (μ_B – магнетон Бора, спіновий магнітний момент електрона). Змінювання зв'язків атомів **наночастинок** приводить до істотного зростання середнього магнітного моменту атомів, який зі зменшенням розміру частинок наближається до магнітного моменту одиничного атома. Цей ефект істотно підвищує магнітну проникність відповідних магнітних нанокompatитів і зумовлює низку інших ефектів.

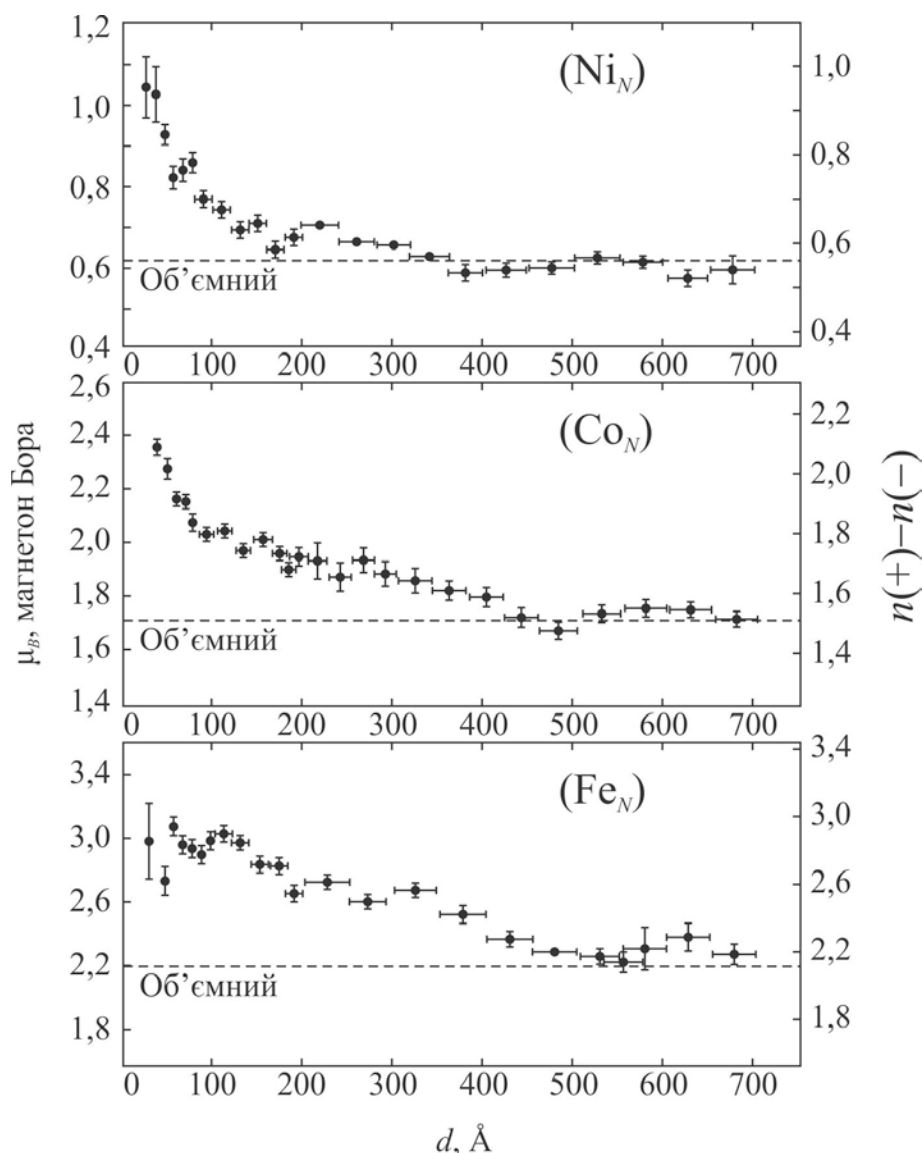


Рис. 6.4. Магнітний момент на один атом для феромагнетиків Ni, Co і Fe залежно від розміру частинок в ангстремах

Таким чином, вплив наноструктури на різні характеристики феромагнетиків, зокрема на розміри нанозерен, що створюють об'ємні магнітні

матеріали, дуже відчутний, тому в сучасних технологіях матеріалів можливе «конструювання» їх властивостей, які використовують у різних галузях техніки за допомогою змінювання розмірів зерна структури.

6.3. Магнетизм наноматеріалів

Наноструктурування об'ємних магнітних матеріалів дозволяє в широких межах керувати їх характеристиками. Нанотехнології можна застосовувати передусім для створення матеріалів із заданим видом кривої намагнічування – як для рекордно магнітом'яких, так і для надзвичайно магнітотвердих матеріалів.

Орієнтація магнітних ділянок під дією прикладеного ззовні магнітного поля може змінюватися у дуже великих полях (магнітна «твердість»), і у вкрай малих полях (магнітна «м'якість»).

Наприклад, достатньо *магнітом'якими* є смужки аморфного сплаву зі сполукою $\text{Fe}_{70}\text{Si}_{13}\text{Nb}_3\text{Cu}_9$, отримані методом швидкого охолодження розплаву, який розливають на холодний мідний барабан, що обертається. Смужки складаються з 10 нм наночастинок цього сплаву. За великої індукції насичення (1,2 Тл) коерцитивна сила такого сплаву дуже мала (0,5 А/м).

Однією з причин підвищення магнітом'якості й, унаслідок цього, появи величезної магнітної проникності ($\mu \sim 5 \cdot 10^5$) є полегшена орієнтація спінових моментів електронів. У наночастинках концентрація кристалічних дефектів набагато менша (дефекти легко дифундують на



Рис. 6.5. Різна орієнтація магнітних моментів у наночастиці ферромагнетика

поверхню), тому орієнтація спінових моментів у зовнішньому електричному полі полегшується. Наномагнітний кластер може мати магнітні моменти, орієнтовані так, як показано на моделях (рис. 6.5).

Як показало експериментальне дослідження одного з магнітом'яких матеріалів (нанорозмірного порошку аморфних сплавів зі сполукою $\text{Fe}_{70}\text{NiO}_{10}\text{CO}_2$ і розміром зерен 10...15 нм), гістерезису петлі намагнічення немає (рис. 6.6, б), оскільки

в кожному нанорозмірному зерні є тільки один домен (у звичайних феромагнетиках гістерезис зумовлюється орієнтацією безлічі різних магнітних ділянок – доменів).

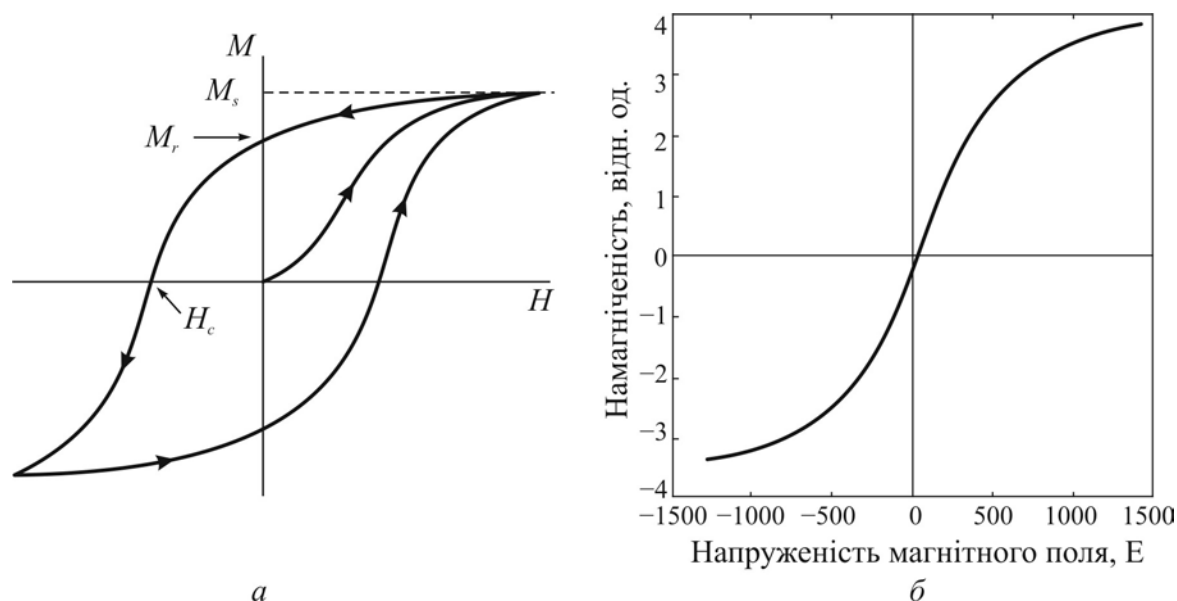


Рис. 6.6. Залежність намагніченості від напруженості магнітного поля:
 a – типовий магнітний гістерезис; b – безгістерезисна крива
 намагнічування наноматеріалу Ni-Fe-Co

Магнітні матеріали такого типу, що мають здатність до великого намагнічування без виникнення гістерезису, називають **суперпарамагнетиками**. Суть цієї назви полягає в тому, що за температури, нижчої від точки Кюрі, й у широкому інтервалі температур вони залишаються немовби в парамагнітній фазі. У звичайному феромагнетикі або фериті спонтанна намагніченість, що виникає нижче від точки Кюрі, примусово утримує спіни в орієнтованому стані, та для зміни їх напрямку потрібно переборювати коерцитивне поле (H_c на рис. 6.6, a). За цих умов виникає достатньо велика енергія анізотропії, що у різних феромагнетиках змушує магнітні моменти вибирати ті або інші напрямки. Однак у наночастинках через деяке порушення структурних зв'язків атомів ця енергія не виникає, і напрямки орієнтації спінів електронів легко змінюються вже слабким полем, тому й не може бути гістерезису під час перемагнічування.

Як бачимо з рис. 6.7, a , магнітом'якість стає тим помітніша, чим менша частинка. Однак, на відміну від звичайних парамагнетиків, у яких за як завгодно низьких температур для магнітної сприйнятливості вико-

нується закон Кюрі ($\chi \sim \frac{K}{T}$), для суперпарамагнетиків існує деяка гранична температура, нижче від якої можливості «м'якого», безкоерцитивного орієнтування магнітних моментів вичерпуються (рис. 6.7, б). Це обмеження пояснюють тим, що орієнтація магнітних моментів «підтримується» тепловим хаотичним рухом у кристалах, якого за низької температури недостатньо. Значення температури, яка блокує цей рух, залежить від розміру наночастинок (рис. 6.7, б).

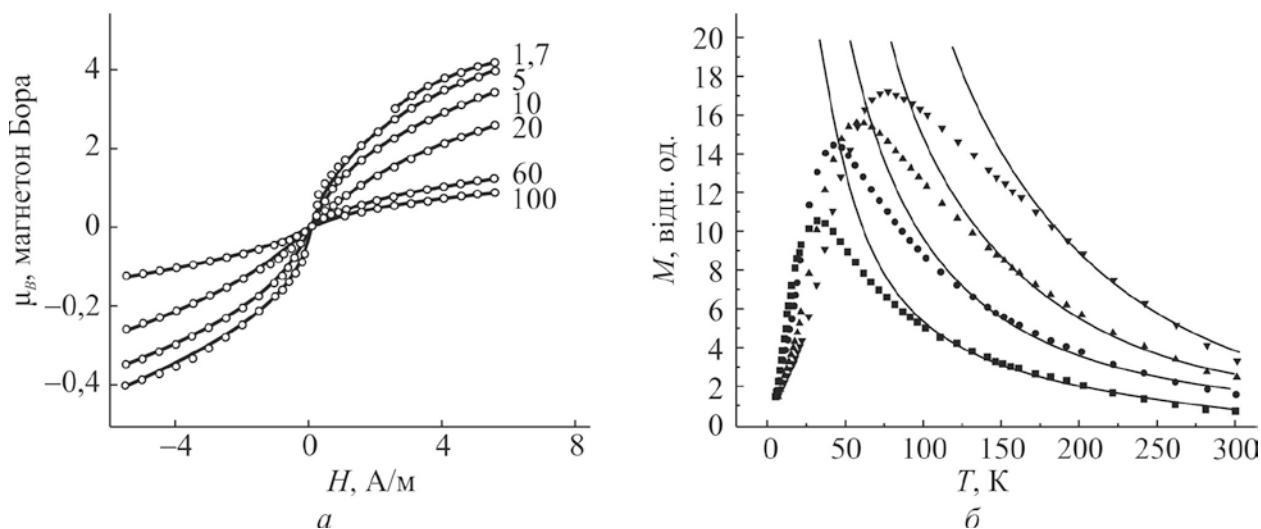


Рис. 6.7. Залежність магнітного моменту наночастинок кобальту від напруженості магнітного поля H для частинок розмірами 1,7...100 нм (а); температурна залежність намагніченості (б)

Магнітотверді наноматеріали. Нанотехнології дозволяють керувати розміром коерцитивного поля і досягати великого його значення. За традиційної рецептури сильні постійні магніти виготовляють зі сплавів неодиму, заліза й бору. В разі значної залишкової індукції (до 1,3 Тл) їх коерцитивна сила становить 10^6 А/м, тобто більш як у мільйон разів вище, ніж у магнітом'яких сплавах. Нанотехнологія дозволяє значно поліпшити ці характеристики.

Результати дослідження впливу розміру наномасштабних зерен на властивості сплаву $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ показано на рис. 6.8, з якого випливає, що для сполуки Nd–Fe–В залишкова намагніченість істотно зростає, якщо розмір зерна менший за 40 нм (завдяки цьому в три рази збільшується і коерцитивне поле).

Другий підхід до змінювання 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 на властивості магнітом'яких частинок заліза, змішаних із магнітотвердою речовиною, підтверджують, що коерцитивне поле таким чином можна ще більше підсилити. Це відбувається внаслідок обмінної взаємодії між твердими й м'якими наночастинками, що орієнтує вектор намагніченості частинок м'якої фази в напрямку намагніченості частинок твердої фази.

Отже, зменшуючи розмір наночастинок зернистого магнітного матеріалу, можна істотно поліпшити якість виготовлених із них постійних магнітів.

6.4. Спінова електроніка

В останні роки активно розвивається нова науково-технічна галузь – *магнітоелектроніка*, або, як тепер її називають, «*спінтроніка*» (*spintronics*), яка вивчає і застосовує на практиці ефекти й пристрої, що використовують *спіни електронів*. Спінтроніка досліджує магнітні й магнітооптичні взаємодії в металевих і напівпровідникових структурах, а також квантові магнітні явища у структурах нанометрового розміру.

У сучасних інформаційних технологіях оброблення інформації та обчислення виконують за допомогою інтегральних мікроелектронних схем, а зберігають інформацію на магнітних дисках. Застосування магнітних напівпровідників дало б змогу розміщувати процесор і пам'ять на одному чипі, виключивши порівняно повільні канали введення–

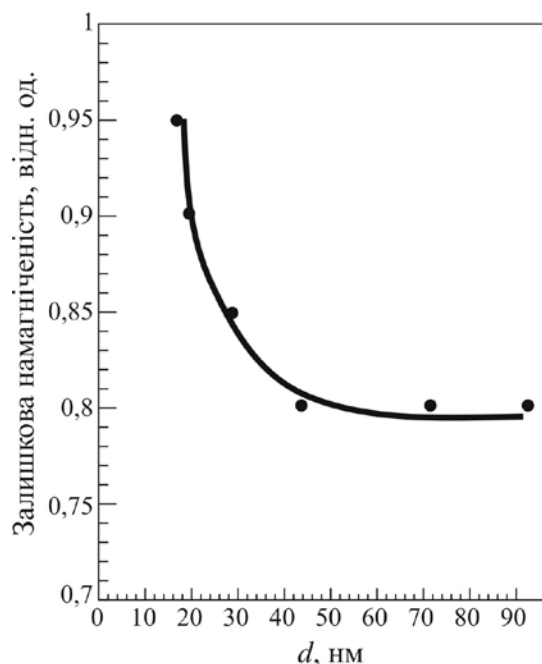


Рис. 6.8. Залежність залишкової намагніченості від розміру d частинок, що створюють Nd–Fe–B-постійний магніт

виведення інформації, що значно підвищило б швидкодію. Ще одна перевага – магнітні напівпровідники, які були б здатні сприймати й підсилювати оптичні сигнали, уможливили б пряме перетворення інформації з оптичного виду в електронний, без процесу детектування.

Специфічні явища, пов'язані зі спін-залежним перенесенням носіїв заряду в твердотільних структурах, і електронні прилади на їх основі об'єднуює загальний науково-технічний напрям «спінтроніка».

Спінтроніка сформувалась як самостійний напрям тільки наприкінці ХХ століття у результаті накопичення фундаментальних знань і виготовлення перших електронних приладів зі спін-залежним транспортуванням носіїв заряду методами мікроелектронної технології та нанотехнології, яка швидко розвивається. Інтерес до спінтронних електронних приладів зумовлений тим, що вони, як очікують, матимуть кращі властивості порівняно з їх звичайними напівпровідниковими аналогами; забезпечать передумови для реалізації квантових обчислень та квантових комп'ютерів, які ґрунтуються на них.

Спінові ефекти проявляються через особливості перенесення заряду електронами в мікроелектронних і наноелектронних структурах під впливом магнітного поля. Їх основною характеристикою є магнітоопір (*magnetoresistance*), який визначають як зміну електричного опору матеріалу або структури, зумовлену магнітним полем. Значення магнітоопору описують відношенням $\frac{\Delta R}{R_0}$ у відсотках, де ΔR – зміна опору;

R_0 – опір, якщо магнітного поля немає. Додатний магнітоопір відповідає підвищенню опору в разі прикладення магнітного поля, у той час як від'ємний магнітоопір – зниженню. Магнітоопір опосередковано характеризує спінові ефекти за умов дифузійного й балістичного транспортування носіїв заряду, а також тунелювання спін-поляризованих електронів.

Таким чином, спінтроніка – це напрям наноелектроніки, у якому для оброблення інформації поряд із зарядом використовують також спін електрона. У сучасній електроніці вже є пристрої, що працюють на спінових явищах, наприклад головки, які зчитують інформацію з магнітних

дисків (випускає фірма *IBM*), новий тип магнітної пам'яті *MRAM* (*magnetic random access memory*), магнітна пам'ять із довільною вибіркою. Ці пристрої працюють із використанням ефекту гігантського магнітоопору.

Спін-поляризаційний струм у магнітних наноструктурах. Протягом останнього десятиріччя активно досліджують ефекти, що виникають під час проходження *електричного струму через магнітний перехід* – багат шарову нанорозмірну структуру, яка містить феромагнітні шари, які впливають один на одного. Найбільшу увагу в експериментах і теорії приділяють структурам типу *спінового вентиля*, що складається з таких трьох шарів: жорстко орієнтованого феромагнітного шару; немагнітного про шарку, або спейсера; вільного феромагнітного шару, намагніченість якого може змінювати напрямок під дією зовнішнього магнітного поля та/або струму.

Феромагнітні шари розділено тонким немагнітним спейсером (від англ. *spacer* – прокладка), щоб запобігти виникненню прямого обмінного зв'язку між феромагнітними шарами. Проходження струму через спейсер має балістичний, дифузійний або тунельний характер. За цих умов товщина спейсера мала порівняно з довжиною вільного пробігу електрона, тому спінові стани електронів не змінюються під час проходження через нього струму.

Яскравим прикладом, який ілюструє вищесказане, є *новий спосіб перемагнічування магнітних тіл*, тобто стрибкоподібне змінювання орієнтації намагніченості вільного феромагнітного шару відносно намагніченості жорстко орієнтованого шару під впливом струму, що проходить перпендикулярно шарам. Це явище виникає, якщо густина струму перевищує деяке порогове значення в межах $10^6 \dots 10^8 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, завдяки чому вихідна антипаралельна конфігурація спінів перетворюється в паралельну конфігурацію, яка зберігається у разі зменшення струму до нуля, навіть коли змінюється напрямок струму на протилежний.

Однак коли густина зворотного струму досягає порогового значення, то відбувається зворотне перемикування з відновленням антипарале-

льної конфігурації спінів. Оскільки опір магнітного переходу залежить від відносної орієнтації магнітних шарів (із цим також пов'язаний ефект гігантського магнітоопору), перемикання супроводжується зміною опору переходу, так що залежність опору від струму виглядає як петля гістerezису.

Таке перемагнічування спричинено фізичним процесом, суть якого полягає в тому, що струм, який проходить через магнітну систему, переносить не лише заряд, але й спін, тобто електричний струм є також потоком моменту магнітного імпульсу. Спінова поляризація (тобто відмінний від нуля спіновий момент) струму виникає внаслідок обмінної взаємодії в умовах проходження струму через феромагнетик.

Якщо струм переходить із феромагнетика в немагнітний метал, то його поляризація зберігається на деякій довжині; якщо ж поляризований струм проходить через магнітну систему з неоднорідною намагніченістю, то його спіновий момент змушений адаптуватися до останньої. Завдяки локальному зберіганню спіну зміна моменту імпульсу струму передається феромагнетику, в результаті чого дивергенція потоку спіну приводить до виникнення обертового моменту, що діє на намагніченість.

Такий процес, названий перенесенням спіну, за певних умов може привести до перемагнічування магнітних структур, а також до генерації спінових хвиль або руху доменів. Цей ефект, квантовий за своєю суттю, має фундаментальну природу. Інтерес до описуваних способів збудження намагніченості також зумовлений успіхами й проблемами в галузі створення елементів магнітної пам'яті, мікрохвильових приладів і магнітних логічних елементів.

Процеси перенесення спіну зазвичай розглядають на планарних структурах у двох конфігураціях: у першій конфігурації струм проходить *перпендикулярно* до магнітного шару структури, яка містить шари з відмінними напрямками намагніченості; у другій – *уздовж* магнітного шару, що містить доменну стінку.

Найчастіше використовують першу конфігурацію, яка становить наностовпчик, що містить магнітну багатошарову структуру $N_1/F_1/N/F_2/N_2$

(F – магнітні шари; N – немагнітні шари; рис. 6.9). Овальний переріз стовпчика має типові розміри близько 100 нм. Розмір системи багато в чому визначається необхідністю зменшити паразитний вплив вихрового магнітного поля, породжуваного струмом, що проходить у системі.

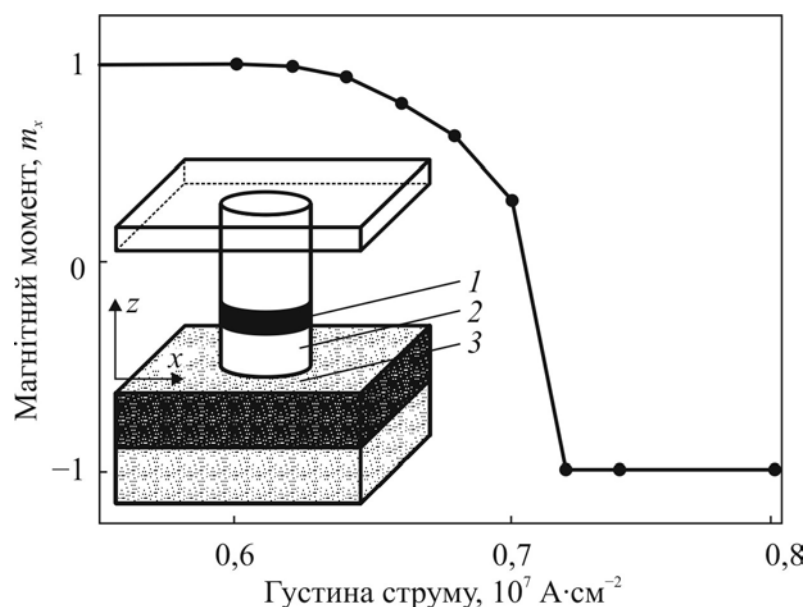


Рис. 6.9. Залежність x -компоненти намагніченості вільного шару від струму в системі

У стовпчику, показаному на рис. 6.9, містяться вільний шар 1 за товшки 1...2 нм (де напрямок намагнічування не є визначальним), опорний шар 3 з фіксованим напрямком намагніченості (наприклад, напрямленим по осі x) і немагнітний шар 2 , що лежить між ними й має товщину близько 10 нм – достатньо для того, щоб унеможливити магнітну взаємодію між шарами.

Перенесення спінового моменту в системі відбувається таким чином. Нехай магнітні моменти в шарах 1 і 3 неколінеарні, а потік намагнічених електронів виходить із шару 3 . Спіновий потік визначається лише однією компонентою $Q_{xz} = -\left(\frac{h}{2e}\right)Pj$, де j – густина електричного струму; P – спінова поляризація струму. На межах поділу шарів частково відбиваються поляризовані носії заряду, але спіни електронів, що потрапили у шар 1 , переносять намагнічування крізь немагнітний шар 2 й намагнічують кристалічну ґратку. Як уже було зазначено, цей процес

відбувається на довжині близько 1 нм від межі шарів 1 і 2, в цій області $\text{div } Q$ і рівний їй вектор магнітного моменту відмінні від нуля. Отже, перенесення спіну є фактично поверхневим ефектом, але якщо вільний шар достатньо тонкий, то завдяки обмінній жорсткості дія обертового моменту поширюється на весь шар.

Таким чином, перенесення електричного струму через магнітний перехід за певних умов супроводжується перенесенням спіну, що приводить, зокрема, до перемагнічування багат шарових нанорозмірних структур. Теоретичний розгляд такого явища ґрунтується на уявленні про обмінну взаємодію між електронами (носіями струму) і магнітними ґратками феро-, фери- або антиферомагнетика.

Напівпровідникова спінтроніка. Хоча вже й створено пристрої на основі ефектів гігантського магнітного опору і тунельного магнітного опору, але у цих пристроях поки що використовують метали, в той час як сучасні технології орієнтовані на напівпровідники. Розроблено низку інших спінтронних приладів, які потребують спін-поляризованого струму, але створення ефективної інжекції з феромагнітного металу в напівпровідник має великі труднощі, тому важливого значення набуває розроблення напівпровідникової спінтроніки, сумісної із сучасною технологією чипів.

Для напівпровідникової спінтроніки потрібні матеріали нового типу – магнітні напівпровідники. Було з'ясовано, що феромагнітних властивостей можна надати сполукам $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ і $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$ за допомогою легування їх іонами заліза, кобальту, марганцю. Однак технологія такого легування утруднена через низьку розчинність зазначених домішок у кристалах $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ і $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$. Крім того, такі матеріали мають необхідні характеристики лише за низьких температур. З огляду на це розробляють і досліджують властивості нових магнітних напівпровідників, які отримують із робочою температурою, яка перевищує кімнатну, наприклад GaMn, GaCr.

Принцип дії наявних спінтронних приладів ґрунтується як на ефекті гігантського магнітоопору, так і на спін-залежному тунелюванні. Нама-

гніченість у них змінює напрямок під дією або власного (внутрішнього), або зовнішнього магнітного поля. Перелік можливих спінтронних приладів може бути достатньо великим, але більшість запропонованих і теоретично обґрунтованих приладів усе ще очікує технологічних доробок та експериментальних досліджень.

6.5. Гігантський і колосальний магнітоопір

Магнітоопором називають ефект, зумовлений змінюванням електричної провідності твердого тіла під дією магнітного поля. У металах і напівпровідниках це явище давно відоме й пояснюється тим, що електрони провідності в магнітному полі мають рухатися за спіральними траєкторіями. У звичайних металах ефект магнітоопору незначний – опір змінюється на частки відсотка.

Ефект магнітоопору стає помітним у сильних магнітних полях і за низьких температур, коли траєкторія електрона істотно викривляється 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. Через потребу прикладення сильних полів і забезпечення низької температури магнітоопір у металах мало використовували на практиці.

Натомість у феромагнітних матеріалах значення магнітоопору сягає вже декількох відсотків, оскільки у феромагнетику без впливу зовнішнього магнітного поля утворюються магнітні домени, всередині яких магнітні моменти однаково напрямлені. Розмір цих мікроскопічних магнітних доменів для кожного матеріалу індивідуальний, вони об'єднуються, й весь зразок феромагнетика перетворюється на єдиний домен, тобто цілком намагнічується. Треба зауважити, що електроопір магнітних матеріалів залежить від кута між магнітним полем і струмом. Це явище

назвали анізотропним магнітоопором. Незважаючи на порівняну слабкість цього ефекту, його використовують у приладах для вимірювання магнітних, електричних, механічних й інших фізичних величин, у системах автоматизації та сигналізації, у засобах зберігання інформації.

Нещодавно було відкрито *гігантський* магнітоопір у матеріалах, штучно створених методом осадження на підкладку прошарків феромагнітного й неферомагнітного металів нанометрової товщини. Схему цієї шаруватої структури й напрямки орієнтації вектора намагніченості феромагнітних прошарків подано на рис. 6.10, а.

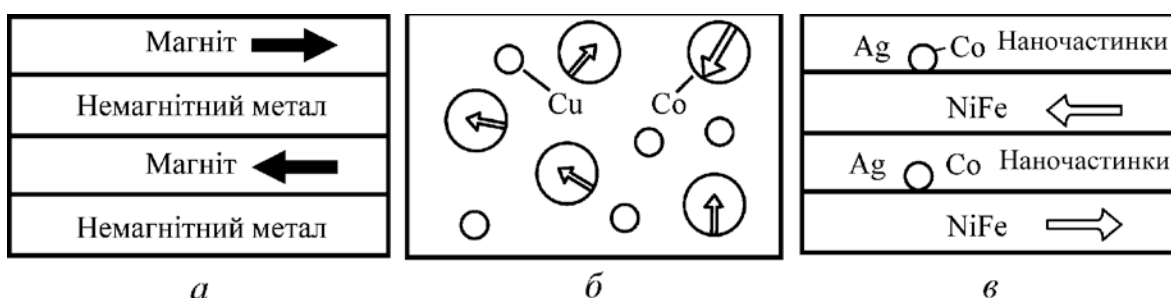


Рис. 6.10. Три структури, у яких спостерігається гігантський магнітоопір:

- а – прошарки немагнітного матеріалу з феромагнітними прошарками, намагніченими у протилежних напрямках (напрямок намагніченості позначено стрілками);
- б – випадково орієнтовані феромагнітні наночастинки кобальту (великі кола) у немагнітній мідній матриці (малі кола);
- в – змішана система, що складається зі срібних прошарків з наночастинками кобальту і магнітних прошарків зі сплаву Ni–Fe

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

Найпростіший пристрій може складатися з двох паралельно розміщених феромагнітних шарів, причому електричний опір залежить від відносної орієнтації спінів магнітних шарів. Якщо у феромагнітних шарах результуючі магнітні моменти паралельні, то пристрій має малий опір.

Якщо ж магнітні моменти антипаралельні, то опір стрімко зростає (ефект різкого зниження провідності зумовлює антиполярна орієнтація спінів). Електричний струм може проходити як перпендикулярно, так і паралельно прошаркам. В обох випадках зміна опору виявляється знач-

ною (40 %) і може регулюватися зміною магнітних моментів у феромагнітних шарах.

Вплив постійного магнітного поля на опір багатошарової системи залізо–хром показано на рис. 6.11, *а*. Зміна опору залежить від товщини шарів заліза і досягає максимуму 7 нм, як показано на рис. 6.11, *б*. Цей ефект виникає через залежність розсіювання електронів від напрямку їх спіну відносно вектора намагніченості. Прикладання постійного магнітного поля вздовж прошарків орієнтує вектори намагніченості в усіх шарах в одному напрямку. Електрони провідності, спін яких напрямлений убік або протилежно намагніченості **B**, розсіюються на межі метал–феромагнетик більше, ніж електрони зі спіном, орієнтованим у напрямку намагніченості **B**. Оскільки обидва канали працюють паралельно, то канал з меншим опором визначає повний опір плівки.

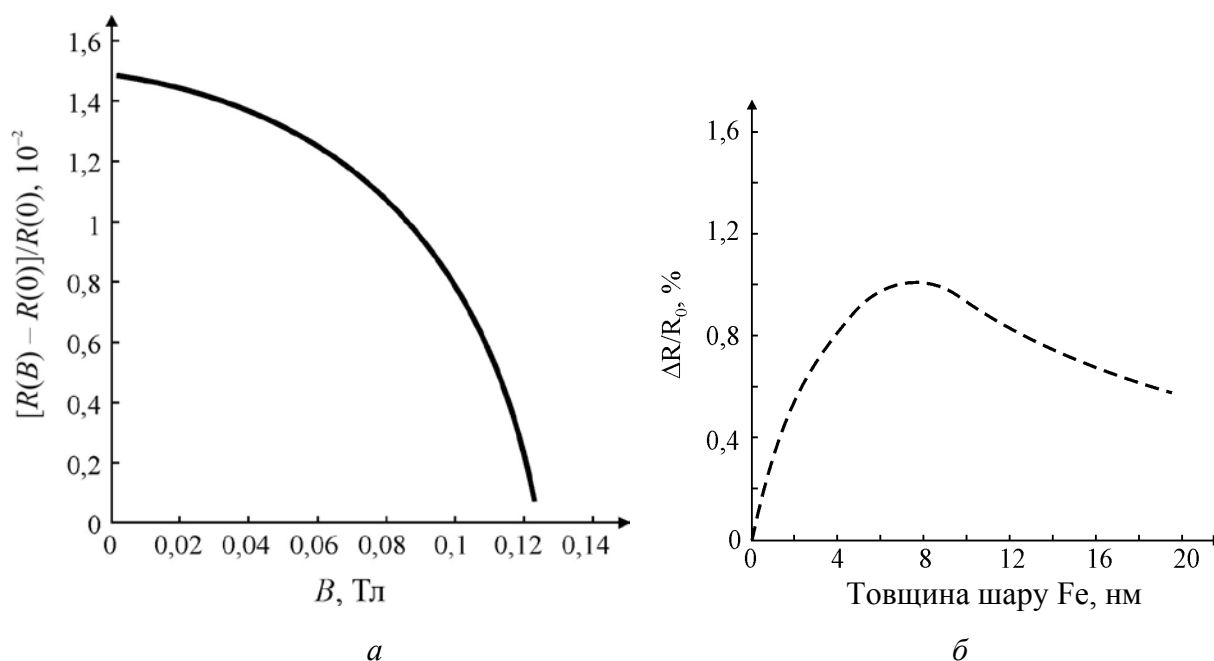


Рис. 6.11. Залежність магнітоопору багатошарової структури Fe–Cr:
а – від магнітного поля, прикладеного паралельно до поверхні шарів;
б – від товщини магнітного шару заліза у постійному магнітному полі

Ефект магнітоопору в шаруватих матеріалах є чутливим детектором постійного магнітного поля та основою для створення нових високочутливих головок магнітних дисків, що зчитують інформацію. До відкриття цього ефекту в пристроях магнітного зберігання інформації використо-

ували індукційні обмотки як для намагнічування малої ділянки носія у певному напрямку (режим запису), так і для подальшого визначення напрямку намагніченості (режим зчитування інформації). Магніторезистивні головки зчитування досконаліші, ніж індукційні.

Матеріали, що складаються з однодоменних феромагнітних наночастинок з випадково орієнтованим вектором намагніченості, які містяться в немагнітній матриці, також характеризуються гігантським магнітоопором (схему такої системи показано на рис. 6.10, б). На відміну від шаруватих структур, магнітоопір у цій системі ізотропний. У магнітному полі вектори намагніченості феромагнітних наночастинок орієнтуються за полем, що зменшує електричний опір. Вплив магнітного поля на опір збільшується з підвищенням напруженості поля і зменшенням розмірів магнітних частинок.

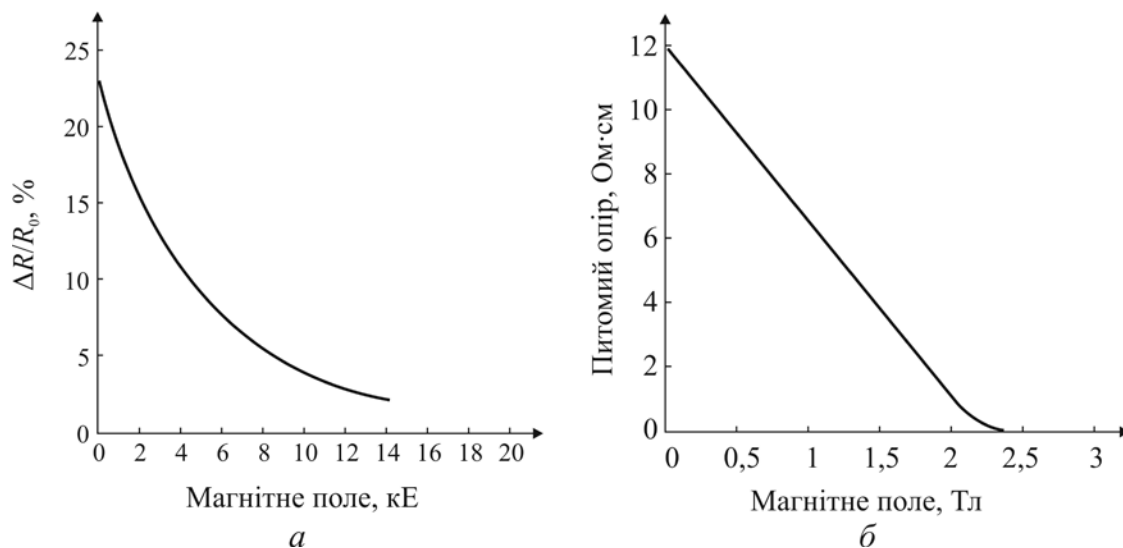


Рис. 6.12. Залежність зміни магнітоопору від прикладеного магнітного поля:

a – для тонкої плівки з наночастинок кобальту в мідній матриці;

б – для складу La–Ca–Mn–O поблизу точки Кюрі (250 K)

Типові результати вимірювань опору на плівці з наночастинок кобальту в мідній матриці за температури 100 K показано на рис. 6.12, *a*. Гібридні системи, що складаються з наночастинок у металевій матриці, розміщеній між двома феромагнітними прошарками (див. рис. 6.10, в), мають аналогічні магніторезистивні властивості.

Ефект гігантського магнітоопору застосовують не лише в головках жорстких дисків. На основі цих структур виготовлено чимало сенсорів,

перемикачів та невзаємних пристроїв – вентилів-ізоляторів, низька вартість і мале енергоспоживання яких забезпечують їх високу конкурентоспроможність. Магнітні запам'ятовувальні пристрої на основі приладів з гігантським магнітоопором можуть конкурувати з традиційними напівпровідниковими запам'ятовувальними пристроями за щільністю інтеграції, швидкодією та вартістю.

Деякі матеріали мають ще більше значення магнітоопору, ніж показано на рис. 6.11, тобто **колосальний магнітоопір**. Їх застосовують у записувальних магнітних головках, чутливих елементах магнітометрів тощо. Це 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 з Mn^{3+} на Mn^{4+} , у результаті чого утворюється система зі змішаною валентністю $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$, у якій наявна велика кількість рухливих носіїв заряду. З'ясовано, що така система має дуже великий магнітоопір.

Наприклад, опір системи $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_x$ у постійному магнітному полі з індукцією 6 Тл змінюється більше, ніж у тисячу разів. Залежність питомого опору тонкої плівки цього матеріалу від прикладеного постійного магнітного поля показано на рис. 6.12, б.

Щодо застосування ефектів у нанорозмірних прошарках магнітного й немагнітного металів треба зазначити, що опір може змінюватися до 100 % – це значно більше, ніж звичайний магнітоопір в одних і тих самих умовах. На практиці використовують як магнітом'який, так і магнітотвердий матеріал для того, щоб під дією зовнішнього магнітного поля змінював напрямок намагніченості лише один з них.

Тунельний магнітоопір – це ефект спін-залежного тунелювання електронів через нанометровий прошарок діелектрика або напівпровідника, розміщеного між двома феромагнетиками. Ця структура має такий самий вигляд, як на рис. 6.10, а, б, але замість прошарку міді застосовується прошарок діелектрика (Al_2O_3) або напівпровідника. Як й у разі гігантського магнітоопору застосовують м'який і твердий феромагнетики.

Електрони тунелюють, створюючи струм, з одного феромагнетика в інший, коли їх намагніченості паралельні. Якщо намагніченості феромагнетиків антипаралельні, то ймовірність тунелювання, а отже і струм через структуру, різко зменшуються, тобто істотно збільшується її опір. Зміна опору становить близько 30 % за кімнатної температури, що дозволяє використовувати розглянутий ефект на практиці.

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 розробляють пристрої пам'яті ЕОМ, які характеризуються малими струмами, а отже мають низьке енергоспоживання. Їх недоліком є те, що в них струми напрямлені перпендикулярно до шарів, тому в разі зменшення площі шарів загальний електричний опір приладу підвищується.

6.6. Зчитувальна головка на гігантському магнітоопорі

Як описано у підрозд. 6.5, багатошаровим структурам, які складаються із шарів немагнітного матеріалу, що чергуються між протилежно намагніченими феромагнітними матеріалами, властива значна зміна опору під час їх внесення у магнітне поле. Це явище називають ефектом гігантського магнітоопору (*giant magnetoresistance effect*), який може бути як поздовжнім (*current-in-plane*), якщо електричний струм проходить у площині шарів, так і поперечним – струм є перпендикулярним до шарів (*current-perpendicular-to-plane*).

Таким чином, у нанорозмірних пристроях із великим магнітоопором імітується природна властивість антиферомагнетиків – гальмувати електронне перенесення заряду.

У феромагнетиках, символом яких є ($\uparrow\uparrow$), в усіх елементарних комірках кристалу магнітне поле напрямлено паралельно та електронне транспортування полегшено, оскільки внутрішнє магнітне поле поляри-

зує спін електрона, який рухається у феромагнетику, за умови, що напрямок спіну під час руху електрона не змінюється.

У той же час у разі свого переміщення в антиферомагнетику, символом якого є ($\uparrow\downarrow$), електрон змушений змінювати орієнтацію спіну, тому антиферомагнетик схильний до діелектризації – до підвищеного електричного опору.

Феромагнітні наночастинки з протилежною намагніченістю технологічно можна отримати, наприклад, їх осадженням у зовнішніх магнітних полях, що мають протилежну орієнтацію. У такий спосіб створюють деякий аналог антиферомагнетика, у якому без магнітного поля електричний опір буде найбільшим, коли магнітні моменти в шарах, які чергуються, напрямлені протилежно. Переміщення електронів, що мають спіни, який відповідає намагніченості одного шару, утруднене у матеріалі з протилежною намагніченістю, оскільки в ньому немає прийнятних для них енергетичних станів. Електричний опір такої наноструктури стає *максимальним*.

Проте коли магнітні моменти шарів орієнтовані в одному напрямку із зовнішнім магнітним полем, переміщення спіно-поляризованих електронів полегшене, та електричний опір наноструктури стає *мінімальним*.

Спінтроніка використовує саме ту властивість, що навіть невелике магнітне поле, прикладене ззовні, переорієнтує магнітні шари в однаковому напрямку, наприклад зі стану високого ($\uparrow\downarrow$) у стан низького опору ($\uparrow\uparrow$).

Магнітне поле, необхідне для досягнення паралельності всіх станів намагнічування багатошарової наноструктури (найменший опір), називають *полем насичення*. Зменшення опору може досягати декількох сотень відсотків в умовах низьких температур. Найбільш яскраво цей ефект проявляється в багатошарових структурах Fe–Cr і Co–Cu, а підсилюється зі збільшенням кількості шарів і досягає свого максимуму приблизно для 100 шарів, якщо товщина кожного шару дорівнює кілька нанометрів.

Взаємна орієнтація магнітних моментів двох сусідніх магнітних шарів залежить від товщини проміжного немагнітного шару. Фактично

орієнтація магнітних моментів шарів коливається між феромагнітною – паралельною ($\uparrow\uparrow$) й антиферомагнітною – антипаралельною ($\uparrow\downarrow$), та є *функцією товщини проміжного немагнітного шару*. Це явище називають коливною обмінною взаємодією.

У результаті такого зв'язку магнітоопір залежить від зміни товщини немагнітного шару. Ефект гігантського магнітоопору виникає лише за значень товщини немагнітного шару, для яких обмінний зв'язок із проміжним шаром є достатнім для антипаралельного вибудовування магнітних моментів різних шарів.

З підвищенням напруженості магнітного поля магнітоопір поступово зменшується через те, що магнітне поле, яке намагається вирівняти моменти магнітних паралельних шарів, має подолати обмінний зв'язок, за якого для певної товщини немагнітного шару переважає антипаралельна орієнтація моментів. Повне вибудовування магнітних моментів у одному напрямку досягається лише в полі насичення, яке дорівнює за значенням полю обмінного зв'язку.

Товщину шарів зазвичай вибирають, виходячи з того, щоб у кожному шарі відстань, на якій електрон зберігає певну орієнтацію спіну, була набагато більшою від товщини цього шару. Така умова виконується за товщини шару, меншої від 10 нм. Електрон повинен мати змогу пройти через декілька шарів, перш ніж орієнтація його спіну зміниться. На цій довжині кожна магнітна межа поділу може діяти як фільтр для спіну. Чим більша кількість меж, з якими взаємодіє електрон, тим сильніший ефект фільтрування, що й зумовлює підвищення гігантського магнітоопору зі збільшенням кількості шарів.

Спін-залежне розсіювання електронів на межі поділу спричинено неузгодженістю кристалічних ґраток контактувальних матеріалів та залежить від ступеня узгодження рівнів Фермі й зон провідності на цих межах. Тонкошарову структуру, яка складається з двох феромагнітних шарів, зазвичай розглядають як *спіновий заслін*, який конструюють так, щоб магнітний момент одного феромагнітного шару був стійким до реверсування прикладеного зовнішнього магнітного поля, у той час як

магнітний момент другого шару за цих самих умов дуже легко реверсувався.

Цей магнітом'який шар діє як заслін, чутливий до впливу зовнішнього магнітного поля. Типове значення зміни опору становить близько 1 % на 1 Е. Спінові заслони, виготовлені методами традиційної мікроелектронної технології, використовують для вимірювання магнітних полів, для магнітного записування інформації та для інших застосувань у магнітних приладах.

Метод, найбільш часто використовуваний для досягнення зустрічної орієнтації магнітних моментів двох магнітних плівок у структурі спінового заслону, полягає в тому, що послідовно осаджуються два ферромагнітні матеріали, які по-різному реагують на магнітні поля, наприклад кобальт (Co) і пермалой ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). Коерцитивне магнітне поле пермалою набагато менше, ніж кобальту. Припустімо, у плівковій структурі пермалой та кобальт спочатку були намагнічені в одному й тому самому напрямку – стан низького опору ($\uparrow\uparrow$). Якщо до них прикладається обернене магнітне поле з напруженістю, вищою за коерцитивну силу пермалою, але меншою ніж коерцитивна сила кобальту, то досягається стан з антипаралельними ($\uparrow\downarrow$) магнітними орієнтаціями, тобто стан високого опору.

Зчитувальна головка на магнітоопорі – прилад, який називають також спін-вентильною головкою відтворення, став першим спітронним приладом, який у промислових масштабах почали виготовляти у фірмі *IBM*, починаючи з 1997 року. Завдяки ефекту *гігантського магнітоопору* розміри головки, що зчитує магнітні біти, які записані на поверхні магнітних дисків або магнітних стрічок у вигляді по-різному орієнтованих магнітних зон (доменів), натеper зведені до мінімуму і становлять 10...100 нм.

Принцип зчитування інформації з магнітного диска з використанням ефекту гігантського магнітоопору показано на рис. 6.13. Цифрова інформація (у вигляді бітів) зберігається на магнітних дисках або стрічках у вигляді орієнтованих доменів. Лінії вектора індукції магнітного

поля \mathbf{B} показано на рис. 6.13, а. Там, де стикаються головні частини двох протилежно намагнічених доменів ($\leftarrow \rightarrow$), некомпенсовані додатні полюси генерують магнітне поле (рис. 6.13, б), напрямлене *за межі носія інформації перпендикулярно до поверхні домену*. В тому місці, де стикаються «хвостові» частини двох доменів, стінки містять некомпенсовані, від’ємні полюси, які утворюють стік для магнітних силових ліній потоку, який повертається в носій інформації, яким є від’ємна стінка домену. Протилежний випадок ($\rightarrow \leftarrow$) показано на рис. 6.13, в.

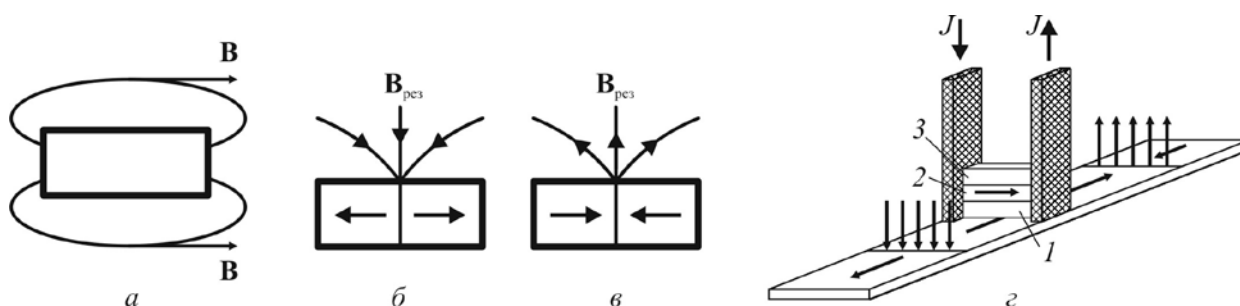


Рис. 6.13. Принцип зчитування:

а – напрямок ліній вектора магнітної індукції одного домену;
б, в – індукція на межі двох доменів; г – схематичне зображення головки,
що зчитує інформацію з магнітного носія

Головка, що зчитує записану магнітну інформацію, «відчуває» зміни напрямку магнітного поля на стінках доменів, коли переміщується магнітний носій інформації. Якщо перший напрямок ототожнити з логічним нулем, то другий означатиме логічну одиницю. Для різних матеріалів ділянка міждоменної стінки становить від десяти до декількох десятків нанометрів.

Схему головки, що зчитує інформацію, записану на магнітній стрічці, зображено на рис. 6.13, г: 1 – шар NiFe; 2 – прошарок Cu (2 нм); 3 – шар Co (2,5 нм). Стрілки на стрічці позначають напрямок намагніченості доменів: намагніченість шару Co (магнітотвердого матеріалу) напрямлена стабільно перпендикулярно до площини стрічки, наприклад вгору; намагніченість магнітом'якого шару NiFe набуває напрямку $\mathbf{B}_{\text{рез}}$ на кожному стику $\uparrow\uparrow$ або $\downarrow\downarrow$ відносно шару Co. Відповідно, струм у головці J зростає або зменшується.

Чутливим елементом головки може бути також типовий спін-вентиль, що складається з двох шарів: одного шару з легко змінюваною намагніченістю (яка обертається); другого – із фіксованою. Магнітний момент у магнітом'якому шарі паралельний площині носія інформації, що містить магнітні домени, а у магнітотвердому шарі – перпендикулярний до площини носія інформації. Коли головка проходить над додатною стінкою домену, магнітне поле підвищує намагніченість наноструктури; коли над від'ємною стінкою домену – магнітний момент зменшується. Як тільки напрямок намагніченості у «м'якому» шарі реагує на поля доменів, зміну електричного опору спін-вентильної наноструктури зчитує струм, що проходить через цю структуру. Такі головки дозволили отримувати дуже високі щільності записування на твердих носіях – до 100 Гбіт на квадратний дюйм.

До відкриття ефекту гігантського магнітоопору для намагнічування малих ділянок носія (режим записування) і подальшого визначення напрямку намагніченості (режим зчитування) використовували індукційні котушки. Головки нового типу набагато досконаліші від індукційних, тому ємність магнітних дисків збільшилася на два порядки. Таким чином, досягнення спінтроники істотно підвищили швидкодію комп'ютерів і щільність записування інформації.

6.7. Пам'ять на магнітоопорі та спін-вентильний транзистор

Після змінювання орієнтації магнітних моментів елемент може зберігати намагніченість до нового перемикавання, тому його використовують як елемент пам'яті, зокрема у магнітній пам'яті *MRAM*.

Спін-залежне тунелювання забезпечує значну ефективність такої пам'яті, схематично показаної на рис. 6.14. Запам'ятовувальний пристрій з довільним порядком вибірки сформовано з двох ортогональних у площині масивів паралельних феромагнітних доріжок, розділених у просторі тонким ізолювальним шаром. Кожне перетинання доріжок діє

як магнітний тунельний перехід. Коли напрямки намагніченості двох протилежних феромагнітних ділянок вирівнюються зовнішнім магнітним полем, тунельний опір стає нижчим, ніж коли вони протилежно напрямлені. Для практичного застосування у пристроях пам'яті необхідно змінювати опір принаймні на 30 %.

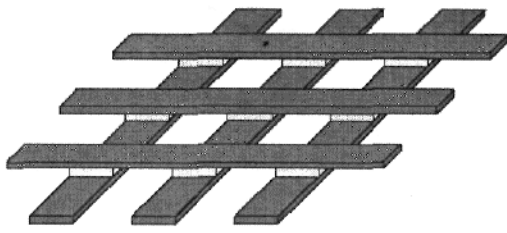


Рис. 6.14. Фрагмент запам'ятовувального пристрою з довільним порядком вибірки, побудований з елементів на тунельному магнітоопорі

Цікавим приладом спінтроніки є *спіновий польовий транзистор* (принципову схему якого показано на рис. 6.15, а) – це трьохелектродний прилад, аналогічний транзистору з металевою базою. Як і в традиційному польовому транзисторі, вузький канал поміщено між витоком і стоком, над каналом розміщено третій електрод – заслін. Витік та стік – феромагнетики, намагнічені в одному напрямку (горизонтальні стрілки), а канал – напівпровідник з $2D$ -електронним газом.

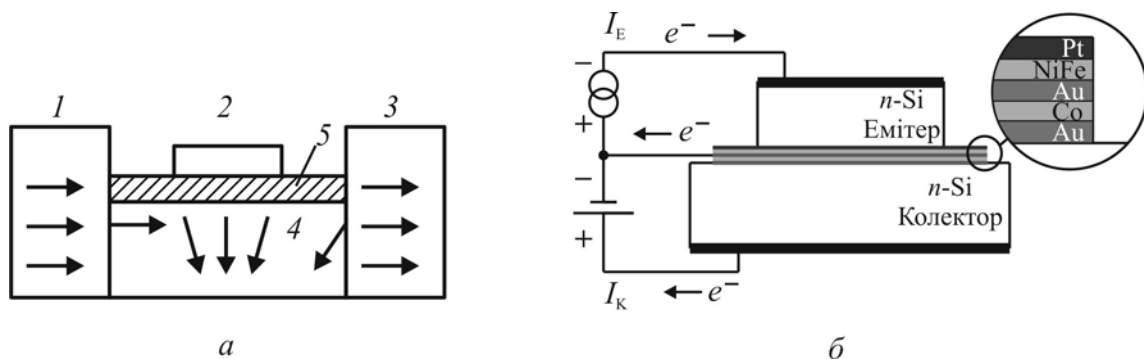


Рис. 6.15. Спінові транзистори:

а – схематичне зображення спінового польового транзистора; б – одна з можливих реалізацій спін-вентильного транзистора з Si–Pt-емітером, Si–Au-колектором і NiFe–Au–Co-спін-вентильною базою;

1 – витік; 2 – заслін; 3 – стік; 4 – канал; 5 – підзаслонний діелектрик

Струм, що входить у канал із витоку, спін-поляризований. Якщо напруги на заслоні немає, то струм вільно проходить у стік (стан низького опору); якщо на заслін подається напруга, то спін електронів струму прецесує (показано нахиленими стрілками в каналі). Підбираючи напругу на заслоні, можна регулювати змінювання орієнтації спінів

електронів під час проходження каналу. Якщо в кінці каналу спіни електронів мають орієнтацію, показану на рис. 6.15, *а*, то електрони відбиваються від краю стоку. В цьому стані транзистор має високий опір. Таким чином, опір спінового польового транзистора може керуватися електричним полем заслону.

Варіант реалізації *спін-вентильного транзистора* показано на рис. 6.15, *б*. Базова область транзистора містить металевий, багатошаровий спіновий вентиль між двома областями кремнію *n*-типу провідності, що діють як емітер і колектор. У такій структурі гарячий електрон проходить через спін-вентильну базу, щоб потрапити з емітера в колектор. Базу спроектовано як обмінну м'яку спін-вентильну систему, в якій наявні два феромагнітні матеріали NiFe і Co, які мають різні коерцитивні сили й розділені прошарком з немагнітного матеріалу (Au).

Шари NiFe і Co внаслідок різниці коерцитивних сил дозволяють утворити чітко виражені паралельну й антипаралельну орієнтації намагніченості в широкому інтервалі температур. Їх можна індивідуально перемикати відповідним магнітним полем. На межі поділу між металевою базою і напівпровідниками формуються бар'єри Шотткі. Для того щоб створити бажаний високоякісний бар'єр з випрямним ефектом, з боку емітера й колектора розміщують тонкі прошарки Pt і Au, які запобігають безпосередньому контакту магнітних шарів з кремнієм. Оскільки контакт Si–Pt утворює високий бар'єр Шотткі, його застосовують як емітер. Колекторний діод Шотткі формується так, що він має більш низьку висоту бар'єра порівняно з емітерним діодом. Для виготовлення такого спін-вентильного транзистора використовують спеціально розроблену методику, що передбачає осадження металу на дві кремнієві пластини та їх подальше сполучення в умовах ультрависокого вакууму.

Транзистор працює таким чином. Між емітером і базою встановлюється такий струм, за якого електрони інжектуються в базу перпендикулярно до шарів спін-заслону. Інжектовані електрони мають пройти через Si–Pt-бар'єр Шотткі, тому вони входять у базу як нерівноважні гарячі електрони, енергія яких визначається висотою емітерного бар'єра

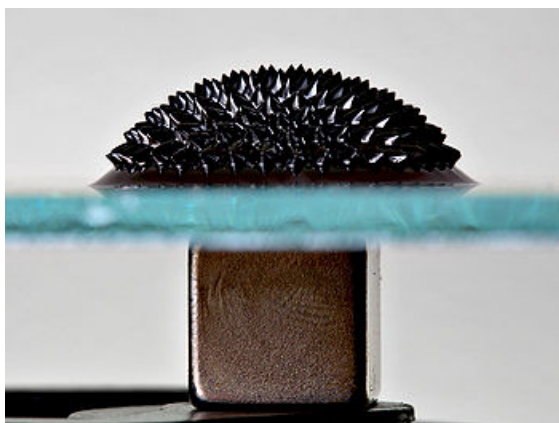
Шотткі, що становить зазвичай 0,5...1 еВ залежно від комбінації метал–напівпровідник. Щойно гарячі електрони перетнуть базу, вони піддаються впливу як непружного, так і пружного розсіювання, які змінюють і їх енергію, й розподіл їх моментів.

Електрони здатні увійти у колектор лише тоді, коли вони набули достатньої енергії для подолання енергетичного бар'єра колектора, висота якого має бути дещо меншою, ніж емітерного. Важливо і те, щоб момент появи гарячого електрона був узгоджений з доступними станами в колекторі. Частина зібраних у колекторі електронів і, отже, струм колектора істотно залежать від розсіювання в базі, яке є спін-залежним, що регулюють перемиканням бази з узгодженого за намагніченістю низькоомного стану в антиузгоджений високоомний стан. Повне розсіювання керується зовнішнім магнітним полем, яке змінює вирівнювання двох феромагнітних шарів спін-вентиля. Такий спін-вентильний транзистор перспективний для пристроїв магнітної пам'яті й датчиків магнітного поля.

6.8. Феромагнітна рідина

Феромагнітна рідина (*ферофлюїд*) – це матеріал, який сильно поляризується у магнітному полі; колоїдна система, яка складається з феромагнітних або феримагнітних частинок *нанометрових розмірів*, що перебувають у підвішеному стані у рідині-носії, якою зазвичай є органічний розчинник. Для забезпечення стійкості такої рідини феромагнітні частинки зв'язуються зі спеціальною поверхнево-активною речовиною, яка створює захисну оболонку навколо частинок і перешкоджає їх злипанню через дію вандерваальсових або магнітних сил.

У ферофлюїдах зазвичай використовують частинки магнетиту Fe_3O_4 , які в цьому разі є однодоменними «магнітиками», орієнтація магнітних моментів яких без зовнішнього магнітного поля випадкова, тому повна намагніченість такої «рідини» дорівнює нулю. У разі прикладання магнітного поля моменти окремих частинок орієнтуються у напрямку поля, і рідина намагнічується (рис. 6.16). Таким чином, феромагнітні рідини – це суперпарамагнітні магнітом'які матеріали.



a



б

Рис. 6.16. Феромагнітна рідина:

a – на склі під впливом магніту, розміщеного під склом; *б* – збільшене зображення

Суспензії магнітних частинок у рідинах давно застосовували в магнітних вакуумних заслонах, але частинки були порівняно великих (мікронних) розмірів. Уміщення такої суспензії в постійне магнітне поле спричиняє підвищення її в'язкості до «твердого стану», так що у намагніченому стані цей матеріал не є рідиною. Подібні до ферофлюїдів матеріали називають **магнітореологічними рідинами**.

Відмінність між феромагнітною та магнітореологічною рідинами полягає у розмірі частинок: у ферофлюїді частинки *нанометрових розмірів* містяться в підвішеному стані через броунівський рух і не осідають за нормальних умов; у магнітореологічній рідині частинки *мікрометрових розмірів* (на 1...3 порядки більше), тобто занадто важкі, щоб броунівський рух підтримував їх у зваженому стані, тому вони з часом осідають через природну різницю у щільності частинок та несучої рідини. Як наслідок, у цих двох типів магнітних рідин різні сфери застосування.

Незважаючи на назву, ферофлюїди не проявляють типових феромагнітних властивостей, оскільки не зберігають залишкової намагніченості й коерцитивного поля після зникнення зовнішнього магнітного поля. Насправді феромагнітні рідини є парамагнетиками, точніше суперпарамагнетиками, оскільки мають високу магнітну сприйнятливість.

Ферофлюїди складаються з частинок нанометрових розмірів (звичайний розмір – 10 нм або менше) магнетиту, гематиту або іншого

магнітного матеріалу, зважених у несучій рідині. Вони достатньо малі, щоб тепловий рух розподіляв їх рівномірно по несучій рідині, тому роблять внесок у реакцію рідини в цілому на магнітне поле. Феромагнітні рідини – це колоїдні розчини, тобто речовини, що мають властивості більш ніж одного стану матерії (твердого металу і рідини, у якій він міститься). Саме здатність змінювати стан під впливом магнітного поля дозволяє використовувати феромагнітні рідини як ущільнювачі, мастила, а також можливі інші застосування у різних наноелектромеханічних системах.

Щоб перешкоджати злипанню наночастинок і, як наслідок, утворенню занадто важких кластерів, які не зможуть утримуватися в підвищеному стані за рахунок броунівського руху, для феромагнітних рідин використовують поверхневоактивні речовини, що обволікають частинки феромагнітної рідини. В ідеальній феромагнітній рідині магнітні частинки не осідають навіть у дуже сильному магнітному або гравітаційному полі. Молекули поверхневоактивної речовини мають полярну «головку» і неполярний «хвіст» (або навпаки), один із цих кінців адсорбується до частинки, а другий прикріплюється до молекул несучої рідини, утворюючи, відповідно, міцели (найдрібніші кристалічні частинки, з яких складаються колоїдні речовини тіла рослин і тварин) навколо частинки. У результаті цього просторові ефекти запобігають злипанню частинок, на поверхні яких створюється подвійний електричний шар, що приводить до виникнення кулонівських сил відштовхування між частинками та підвищує стабільність рідини.

Феромагнітні рідини стійкі: їх тверді частинки не злипаються і не виділяються в окрему фазу навіть у дуже сильному магнітному полі. Однак поверхневоактивні речовини, наявні у фeroфлюїдах, можуть розпадатися з часом (приблизно за кілька років), так що врешті-решт магнітні частинки злипнуться, виділяться з рідини й перестануть впливати на реакцію рідини на магнітне поле. Також феромагнітні рідини втрачають магнітні властивості за своєї температури Кюрі, яка залежить від конкретного матеріалу феромагнітних частинок.

Під впливом достатньо сильного вертикально напрямленого магнітного поля поверхня рідини з парамагнітними властивостями мимоволі формує *регулярну структуру* зі складок (рис. 6.17). Цей ефект відомий як «нестабільність у нормально напрямленому полі». Формування складок підвищує вільну енергію поверхні й гравітаційну енергію рідини, але знижує енергію магнітного поля. Така конфігурація виникає тільки у разі перевищення критичного значення магнітного поля, коли зменшення його енергії перевищує внесок від збільшення вільної енергії поверхні й гравітаційної енергії рідини. У феромагнітних рідин дуже висока магнітна сприйнятливості, і, щоб виникли складки на поверхні (для критичного магнітного поля), може бути достатньо маленького стрижневого магніту.



Рис. 6.17. Феромагнітна рідина під впливом сильного вертикального магнітного поля

Феромагнітні рідини використовують у деяких пристроях як герметик, що перешкоджає проникненню пилу всередину корпусу твердих дисків персональних комп'ютерів, і вакуумні ущільнювачі, які призначені для введення швидкообертючих осей у високовакуумну зону, тобто герметизують щілину між обертовим валиком і опорою, що підтримує його. Ущільнювач складається з декількох крапель феромагнітної рідини в проміжку між віссю і втулкою та керується циліндричним постійним магнітом. Рідина утворює навколо осі непроникне кільце, що не спричиняє помітного тертя.

Феромагнітну рідину використовують і в акустиці у динаміках високих частот для відведення теплоти від звукової котушки, а також як механічний демпфер, який пригнічує небажаний резонанс. Феромагнітна рідина утримується у проміжку навколо звукової котушки сильним магнітним полем, контактуючи одночасно з обома магнітними поверхнями і з котушкою. Оскільки феромагнітні рідини мають парамагнітні властивості, вони підпорядковуються закону Кюрі–Вейсса, стаючи менш магнітними за підвищеної температури. Сильний магніт, розмі-

щений поруч із звуковою котушкою, яка виділяє тепло, притягує холодну рідину сильніше, ніж гарячу, захоплюючи гарячу рідину від котушки до охолоджувача. Це ефективний метод охолодження, який не вимагає додаткових витрат енергії.

Феромагнітна рідина здатна *знижувати тертя*. Нанесена на поверхню достатньо сильного магніту, наприклад неодимового, вона дозволяє магніту ковзати по гладкій поверхні з мінімальним опором.

Феромагнітні рідини завдяки своїм заломлювальним властивостям мають багато застосувань в оптиці, серед яких слід відзначити вимірювання питомої в'язкості рідини, поміщеної між поляризатором і аналізатором та освітлюваної гелієво-неоновим лазером.

Для дослідження керованого двопротинезаломлення магнітну рідину поміщають у закриту скляну комірку завтовшки кілька мікронів. Приклавши магнітне поле паралельно до поверхні за допомогою оптичного мікроскопа, можна спостерігати, як деякі магнітні частинки в рідині збираються в голкоподібні ланцюжки, орієнтовані вздовж поля. Зі збільшенням магнітного поля дедалі більше частинок приєднуються до цих ланцюжків, що стають і товстішими, й довгими, при цьому відстань між ланцюжками зменшується.

Якщо поле діє перпендикулярно до поверхні плівки, то ланцюжки впорядковуються у структуру, зазвичай гексагональну. Така поведінка аналогічна утворенню ґратки вихорів у надпровіднику другого роду. Утворення ланцюжків у феромагнітній рідині в магнітному полі робить її оптично анізотропною. З поширенням світла або електромагнітної хвилі вектори напруженості електричного й магнітного полів коливаються у площинах, перпендикулярних до напрямку поширення хвилі. Світло називають лінійнополяризованим, якщо коливання векторів одного типу відбуваються в одній перпендикулярній до променя площині, а не у випадковому поперечному напрямку.

Якщо лінійнополяризоване світло падає на плівку феромагнітної рідини, розміщену в магнітному полі, то воно виходить з іншого боку плівки еліптичнополяризованим (ефект Коттона–Мутона). Інтенсив-

ність прохідного світла сильно залежить від кута падіння (рис. 6.18). На основі цього ефекту можна створити оптичні перемикачі, у яких інтенсивність світла, що пропускається, змінюється зі зміною магнітного поля або напрямку поляроїда.

За допомогою феромагнітної рідини можна створити дифракційні ґратки, що перебудовуються магнітним полем. Дифракція виникає в результаті накладання двох або більше світлових хвиль однакової довжини, які надходять на детектор

(наприклад, фотоплівку) за траєкторіями дещо відмінних довжин. Якщо довжини траєкторій відрізняються на половину довжини хвилі, то такі хвилі гасять одна одну, а на плівці утворюється темна ділянка; а якщо довжини траєкторій відрізняються на довжину хвилі, то інтенсивності хвиль додаються, утворюючи яскраву ділянку на детекторі. Дифракційні ґратки складаються з тонких щілин, рознесених одна від одної на відстань довжини хвилі падаючого світла.

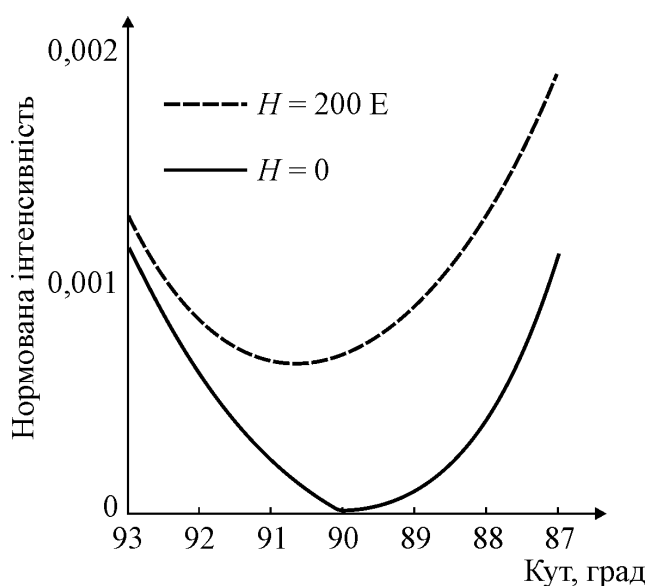


Рис. 6.18. Інтенсивність променя світла, що проходить через аналізатор, залежно від кута r_j у нульовому магнітному полі й у полі 200 Е (0,02 Тл)

Якщо впливати магнітним полем на феромагнітну рідину з різною сприйнятливістю (наприклад, через температурний градієнт), то з'являється неоднорідна магнітна об'ємна сила, яка приводить до специфічної форми теплопередачі – *термомагнітної конвекції*, яку можна використовувати там, де звичайна конвекція неефективна, наприклад у мікропристроях, або в умовах зниженої гравітації.

Заморожена або полімеризована феромагнітна рідина, яка перебуває під сукупною дією постійного поля (яке підмагнічує) і змінного магнітного поля, може служити джерелом пружних коливань із частотою змінного поля, що використовують для генерації ультразвуку.

Резюме

1. Нанофізика – один з найбільш перспективних наукових напрямів у галузі фізичного матеріалознавства, який вивчає структуру та властивості матеріалів, сконденсованих із дуже малих кристалів, кластерів, фрагментів, що мають лише $10^3 \dots 10^6$ атомів.

2. Головна причина відмінності наноматеріалів від звичайних матеріалів полягає в тому, що ці речовини мають *дуже велике значення коефіцієнта відношення поверхні до об'єму*. Чим менший розмір нанокластера, тим більше вплив властивостей поверхні переважає над об'ємними властивостями, тобто у деякому сенсі наноструктури дозволяють трансформувати властивості поверхні кристала в об'ємні властивості.

3. Нанотехнологія – науково-технічний напрям зі створення матеріалів, функціональних структур і приладів нанометрових розмірів. Саме завдяки малим розмірам блоків (частинок, гранул, фаз), з яких вони побудовані, наноматеріали мають унікальні механічні, оптичні, електричні й магнітні властивості.

4. Наноструктурування об'ємних магнітних матеріалів дозволяє в широких межах керувати їх характеристиками. Нанотехнології можна застосовувати для створення матеріалів із заданим видом кривої намагнічування – як для рекордно магнітом'яких матеріалів, так і для надзвичайно магнітотвердих матеріалів.

5. Магнітні матеріали такого типу, які здатні до значного намагнічування і водночас не мають гістерезису, називають *суперпарамагнетиками*. Суть цієї назви полягає в тому, що за температури, нижчої від точки Кюрі, вони залишаються немовби в парамагнітній фазі.

6. Магнітоопором називають ефект, зумовлений зміною електричної провідності твердого тіла у разі вміщення його в магнітне поле. Багатошарові структури, які складаються із шарів немагнітного матеріалу, що чергуються між протилежно намагніченими феромагнітними матеріалами, проявляють значну зміну опору під час внесення їх у магнітне поле. Це явище називають ефектом гігантського магнітоопору, який може бути як поздовжнім, якщо електричний струм проходить у пло-

щині шарів, так і поперечним – якщо струм перпендикулярний до шарів.

7. Останнім часом активно розвивається нова науково-технічна галузь – *магнітоелектроніка*, або, як тепер її називають, *спінтроніка*, яка досліджує й застосовує на практиці ефекти і пристрої, що використовують *спіни електронів*, а також вивчає магнітні й магнітооптичні взаємодії в металевих і напівпровідникових структурах та квантові магнітні явища у структурах нанометрового розміру.

8. Проходження електричного струму через магнітний перехід за певних умов супроводжується процесом перенесення спіну, що приводить, зокрема, до перемагнічування шаруватих нанорозмірних структур. Теоретичний розгляд такого явища ґрунтується на уявленні про обмінну взаємодію між електронами (носіями струму) і магнітними ґратками феро-, фери- або антиферомагнетика.

9. Ферофлюїд (магнітна рідина) – наноструктурний магнітний матеріал, у якому наночастинки феромагнетика або феримагнетика вміщені у рідину. Орієнтація магнітних моментів цих частинок, які становлять однодоменні «магнітики», без зовнішнього магнітного поля випадкова, а у зовнішньому полі магнітні частинки орієнтуються, кардинально змінюючи як механічні, так і оптичні властивості ферофлюїдів, що набуває застосування в електроніці та оптиці.

7. МАГНІТНА ПАМ'ЯТЬ

Запам'ятовувальні пристрої, призначені для зберігання дискретної інформації, широко застосовують у різних галузях науки й техніки. Пристрої зберігання дискретної інформації мають вирішальне значення в сучасній обчислювальній техніці, де вони є важливою складовою ЕОМ. Дія пристроїв пам'яті ґрунтується на різноманітних фізичних принципах, але у пристроях тривалого енергонезалежного зберігання переважає магнітна пам'ять.

7.1. Визначальні особливості пристроїв пам'яті

Зазвичай у цифровій обчислювальній техніці інформація кодується у двійковій системі числення. Цей вид кодування дозволяє застосовувати для зберігання цифрової інформації найбільш прості й надійні елементи з двома стійкими станами – тригери, конденсатори, ферити й ін. Бістабільний елемент пам'яті має задовольняти таким вимогам:

- легко перемикатися з одного стану в інший (записування інформації);
- довго зберігати свій стан (зберігання інформації);
- дозволяти розпізнавання того, в якому стані елемент перебуває (зчитування інформації);
- повертатися до початкового стану (стирання інформації).

Для виконання всіх зазначених операцій елемент пам'яті у загальному випадку має сполучатися із зовнішнім середовищем двома каналами – вхідним і вихідним. Вхідним каналом надходять сигнали записування або стирання інформації, а також сигнал опитування стану елемента. За допомогою вихідного каналу знімаються сигнали зчитування, що вказують, яку інформацію записано в елементі. Якщо під впливом сигналу опитування стан запам'ятовувального елемента істотно змінюється, то реалізується руйнівне зчитування, або зчитування з руйнуванням інформації. Якщо ж після сигналу опитування стан елемента не змінюється, то здійснюється неруйнівне зчитування, або зчитування без руйнування інформації.

Під час формування ЗП із запам'ятовувальних елементів важливо мінімізувати кількість з'єднань елементів із зовнішніми відносно ЗП пристроями. Усі ЗП залежно від способу звертання до конкретної групи запам'ятовувальних елементів, що утворюють комірку для записування одного числа, можна розділити на кілька груп, схематично зображених на рис. 7.1:

a – стрічкові ЗП, у яких інформація записується на стрічковий носій, в обидва боки перекочуючись із катушки на катушку. Під час перемотування стрічки до нерухомого пристрою записування подається необхідна комірка ЗП;

б, в – оберткові ЗП, у яких до нерухомого пристрою записування-зчитування забезпечується циклічна подача комірок носія інформації, що має форму барабана або диска;

г – матричні ЗП, у яких запам'ятовувальні елементи розміщуються у вузлах матриці й потрібні клітинки обираються збудженням відповідних пересічних горизонтальних і вертикальних шин матриці;

д – променеві ЗП, у яких вибір запам'ятовувальних елементів здійснюється за допомогою електронного або світлового променя;

е – динамічні ЗП з акустичними або електромагнітними лініями затримки, у яких інформація у вигляді послідовності електричних імпульсів безперервно циркулює по замкненому електричному колу, і запам'ятовувальні комірки періодично проходять повз нерухомий пристрій записування-зчитування.

Якість ЗП визначають за низкою параметрів, з яких потрібно виокремити найбільш суттєві.

Кількість інформації, що зберігається в ЗП, називають ємністю: $C_N = N^n$, де N – кількість чисел у ЗП (кількість адрес); n – розрядність числа.

Ємність ЗП C_N вимірюється в бітах, але часто використовують іншу одиницю інформації – байт, що дорівнює восьми двійковим одиницям (бітам).

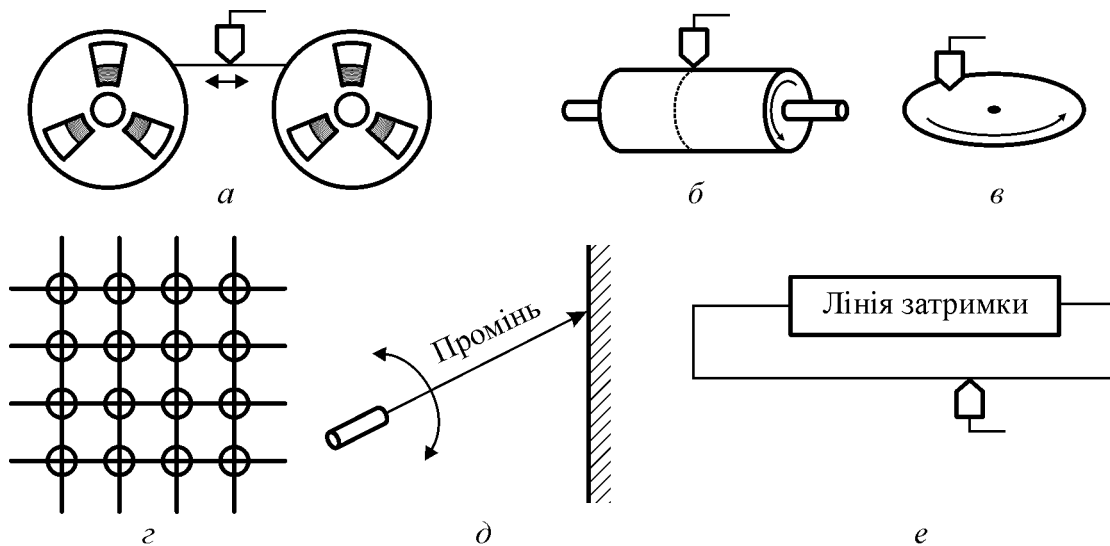


Рис. 7.1. Магнітна пам'ять із різними способами звертання до потрібної комірки

Швидкодія ЗП визначається декількома часовими характеристиками, до яких належать такі: час пошуку $t_{\text{п}}$ (час дешифрування адреси), що витрачається на пошук конкретної комірки; час записування $t_{\text{з}}$; час зчитування $t_{\text{зч}}$; час стирання $t_{\text{ст}}$; час регенерації $t_{\text{рег}}$ (у тих ЗП, у яких використовується руйнівне зчитування).

Найчастіше швидкодію ЗП оцінюють за укрупненою часовою характеристикою – *часом вибірки* $t_{\text{вб}}$, тобто часовим інтервалом від моменту надсилання до ЗП адреси необхідного елемента до моменту отримання числа на виході: $t_{\text{вб}} = t_{\text{п}} + t_{\text{зч}}$.

Залежно від кратності записування інформації ЗП поділяють на ЗП із записом, що не стирається, і ЗП із записом, що стирається. Запам'ятовувальні пристрої, пам'ять яких не стирається, допускають лише одноразове записування інформації, але багаторазове її зчитування. Цей принцип записування використовують для створення постійних ЗП для збереження в ЕОМ незмінної інформації. Пам'ять із записом, що стирається, допускає багаторазові записування, зчитування і стирання інформації.

У процесі виконання завдання ЕОМ запам'ятовувальні пристрої відіграють істотну роль. Дійсно, початкові дані й програму дій над ними для вирішення конкретного завдання вводять у машину через пристрої введення і зберігають у ЗП. Далі числа надходять із ЗП у арифметичний

пристрій – *процесор*, який виконує над ними операції згідно з програмою. Після виконання операції її результати з процесора переходять до ЗП і зберігаються там, поки вони знову не будуть потрібні на наступних етапах вирішення завдання.

Керування виконанням операцій відповідно до заданої програми реалізується в машині пристроєм керування, у який із цією метою перед здійсненням кожної операції із ЗП надходить закодована команда, яка визначає дії машини у процесі виконання операції. У цій команді містяться вказівки, які дії мають відбуватися у процесорі, та адреси комірок ЗП, з яких слід вилучити числа, які беруть участь в операції, та в які треба записувати числа, отримані під час її виконання. Остаточні та необхідні проміжні результати із ЗП машина видає через пристрій виведення.

З наведеного зрозуміло, що виконання кожної операції машиною неминуче пов'язано зі зчитуванням зафіксованої у ЗП інформації та із записуванням у ЗП нової інформації. Отже, для забезпечення великої швидкості роботи всієї машини необхідні швидкодійні не лише елементи у процесорі, пристроях введення і виведення, але й пристрої, які запам'ятовують інформацію.

Однак потрібно враховувати, що всі пристрої зберігання інформації не зосереджені в одному блоці ЗП. Усі блоки машини, в яких відбувається будь-яке оброблення інформації, мають вказувати на пристрої для зберігання інформації протягом необхідного часу. В пристроях введення і виведення інформації, в арифметичному, керівному та інших пристроях містяться ЗП найчастіше у вигляді регістрів невеликої ємності, призначених для зберігання одного або кількох чисел і команд. Таким чином, в ЕОМ використовуються різноманітні ЗП, що відрізняються швидкодією та ємністю.

Для зберігання великих масивів інформації використовують зовнішній ЗП, який називають *накопичувачем*, у якому застосовують зазвичай пристрої з магнітним записуванням: магнітні стрічки, барабани та диски, на яких можна зберігати фактично необмежений обсяг інформації. Однак у

таких пристроях великий час вибірки – десятки секунд або навіть кілька хвилин.

Для зберігання інформації, що безпосередньо бере участь у процесі виконання операцій, процесор використовує оперативний ЗП, який складається зазвичай із швидкодійних феримагнітних запам'ятовувальних елементів. Ємність оперативних ЗП може становити до 10^6 команд, а час вибірки – частки мікросекунд.

У разі заповнення оперативного ЗП масив інформації переводиться у зовнішній ЗП. Для підвищення ефективності обміну інформацією пристроями ЕОМ, що працюють із різними швидкостями, і проміжного зберігання інформації під час обміну в складі електронних обчислювальних машин іноді використовують буферні ЗП, які погоджують зовнішні та внутрішні ЗП, що працюють із різними швидкостями. За ємністю й за швидкістю буферні ЗП посідають проміжне місце.

7.2. Фізичні принципи магнітного записування інформації

Запам'ятовувальні пристрої на магнітних носіях почали розробляти ще тоді, коли з'явилися перші цифрові обчислювальні машини, при цьому особливу увагу приділяли цифровим системам магнітного записування інформації. У сучасних ЕОМ магнітне записування використовують дуже широко – у пристроях введення й виведення інформації, в зовнішніх, внутрішніх і проміжних ЗП.

До основних переваг магнітного записування належать такі:

- технологічність процесу записування-відтворення;
- дешевизна носія інформації;
- простота поводження з носієм, легкість записувальних і зчитувальних пристроїв;
- можливість багаторазового використання носія;
- можливість тривалого зберігання запису без погіршення його якості;

- мале споживання енергії;
- компактність пристроїв.

До недоліків магнітного записування належать низька поперечна щільність записування й порівняно великий час вибірки.

Фізичною основою магнітного записування є властивість феромагнітних і феримагнітних матеріалів зберігати стан остаточної намагніченості. Носієм інформації зазвичай служать ферити, рідше металеві феромагнетики. Інформація записується в дискретній формі: двійковим цифрам 0 та 1 відповідають два стани намагніченості матеріалу в протилежних напрямках із залишковою індукцією $+B_z$ і $-B_z$. Якщо вимоги до точності записування й зберігання інформації порівняно невисокі, як, наприклад, у побутовому магнітофоні, то використовують не цифрове, а аналогове записування інформації.

Магнітні ЗП можна розділити на дві групи – динамічні й статичні. У ЗП *динамічного* типу записування здійснюється на рухомому носії з феримагнетика, зокрема у формі стрічки, циліндра, диска, за допомогою магнітних головок. У *статичних* магнітних ЗП середовище для зберігання інформації нерухоме й звертання до потрібної комірки відбувається посиленням сигналів відповідними комутаційними шинами.

У ЗП динамічного типу як магнітні носії інформації найбільшого поширення набули тонкі, близько декількох десятків мікрон, магнітні покриття з феролаку на немагнітній основі, тобто феромагнітного порошку, який перебуває в дисперсному стані в будь-якому сполучному матеріалі, наприклад нітраті або ацетаті целюлози, вінілових сполуках. Частинки магнітного порошку – це невеликі кристалики Fe_2O_3 (розміром 0,3...0,8 мкм), причому їх уміст у феролаку становить 25...50 %. Феромагнітні порошки характеризуються коерцитивною силою $(2...6) \cdot 10^4$ А/м і залишковою індукцією (0,04...0,12) Тл.

У процесі *записування* рухомий носій інформації піддається дії намагнічування у полі певного знака та різної інтенсивності, в результаті чого окремі ділянки феромагнітного шару намагнічуються, перетворюючись на елементарні постійні магнітики, що зберігають записану інфор-

мацію. Під час зчитування створені магнітики, рухаючись відносно пристрою, який зчитує інформацію, збуджують у його обмотці імпульси ЕРС, які відповідають записаній інформації.

У сучасних магнітних ЗП застосовують переважно записування із поздовжнім намагнічуванням, коли всі елементарні магніти орієнтовані в напрямку руху носія інформації. Магнітне поле, необхідне для записування, створюється за допомогою магнітних головок у вигляді кільцевого електромагніту з вузькою щілиною, обмоткою якого пропускають імпульси струму записування (рис. 7.2).

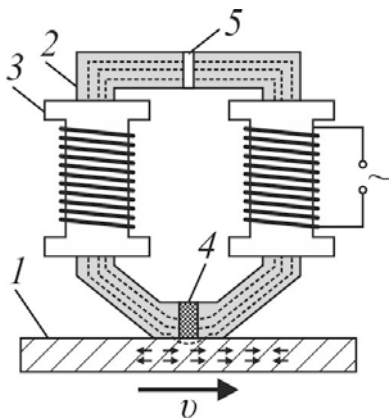


Рис. 7.2. Схема записування інформації за допомогою кільцевої магнітної головки:
1 – магнітний носій інформації;
2 – магнітний сердечник головки; 3 – обмотка головки;
4 – робочий зазор;
5 – додатковий зазор

Сердечник магнітної головки виконано з магнітом'якого матеріалу, що характеризується малою коерцитивною силою і великим значенням індукції насичення. Магнітний потік у зазорі сердечника концентрується на ділянках магнітного носія, який рухається поблизу зазору головки, й під час записування інформації намагнічує ці ділянки. Для зчитування інформації може використовуватися та сама магнітна головка.

Під час руху носія магнітної інформації повз зазор магнітне поле елементарних магнітів створює в магнітопроводі змінний за значенням магнітний потік, і в обмотці головки виникає імпульс ЕРС, який є сигналом зчитування інформації. Якщо записані ділянки в магнітному носії розміщені достатньо далеко одна від одної та їх взаємним впливом можна нехтувати, то форма імпульсу ЕРС, індукованої в обмотці магнітної головки зчитування, добре апроксимується кривою Гаусса.

Важливою перевагою ЗП з магнітним записуванням є висока щільність розміщення елементарних магнітів на поверхні носія інформації, тобто висока щільність записування інформації.

Поздовжня щільність – кількість кодових імпульсів, що розміщуються на 1 мм довжини магнітного носія в напрямку руху носія, – об-

межується взаємним впливом магнітних полів суміжних елементарних магнітів. У звичайних ЗП на магнітній стрічці поздовжня щільність записування не перевищує 40 імп./мм, хоча в деяких експериментальних розробках досягає близько 400 імп./мм.

Поперечна щільність записування обмежена шириною магнітної головки й наближається до двох доріжок на міліметр ширини накопичувача. Результиуюча поверхнева щільність, що дорівнює добутку поздовжньої щільності записування на поперечну, сягає сотень бітів і більше на квадратний міліметр.

Є багато способів записування двійкових кодів на магнітну поверхню, оскільки для зберігання інформації можна використовувати *три стійкі стани* магнітного носія інформації, які визначаються трьома значеннями магнітної індукції ($+B_c$, 0, $-B_c$), якщо зовнішнього магнітного поля немає.

За характером змін стану намагніченості носія розрізняють такі способи записування: *з проміжками*, або *з поверненням до нуля*, за якого числа коду записуються на деякій відстані одне від одного; *без проміжків*, або *без повернення до нуля*, коли магнітний стан носія змінюється під час переходу до сусідньої ділянки записування лише за умови, що наступне двійкове число відрізняється від попереднього.

Крім того, за кількістю використовуваних станів магнітного носія розрізняють записування з двома й трьома рівнями. У першому випадку використовують два стани носія (магнітне насичення у двох протилежних напрямках $+B_c$ і $-B_c$), яким відповідають значення двійкових чисел 1 та 0; у другому – три стани (намагнічування до насичення в певному напрямку для записування 1 і 0, а також розмагнічений стан, що відповідає різним інтервалам між записами).

Записування інформації з трьома рівнями з проміжками здійснюється різнополярними імпульсами струму, під дією яких попередньо розмагнічений носій намагнічується до насичення і потік досягає значень, що відповідають $+B_c$ та $-B_c$. Проміжки між числами становлять розмагнічені ділянки носія інформації. Під час зчитування як 0, так і 1 виникають різнополярні імпульси, які відрізняються за фазою.

Здебільшого застосовують способи записування без проміжків (що дає високу щільність записування), за яких перехід носія з одного магнітного стану в інший відповідає не кожному окремому двійковому числу, а групі чисел.

Дуже поширений ще один метод записування – *спосіб фазової модуляції*, за якого кожен двійковий знак зображують послідовністю двох півхвиль: логічну одиницю – позитивною півхвилею, за якою йде негативна півхвиля, а логічний нуль – зворотним порядком півхвиль. У пристроях звукозапису й відеозапису інформація записується у вигляді аналогових сигналів, тоді як у ЗП ЕОМ – у цифровій формі. Однак принцип записування і структура запису як у цифровій, так і в аналоговій формі майже однакові.

Записування зазвичай здійснюється одночасно на кілька доріжок, причому на одній з них записуються синхронізувальні імпульси, що фіксують точний момент підходу комірки ЗП до записувальних головок. Динамічні ЗП виготовляють на магнітних стрічках, картах, барабанах, дисках та ін.

Записувальний пристрій на магнітній стрічці складається зі стрічкопротяжного механізму, комплекту записувальних головок, що зчитують і стирають інформацію, а також касет із гнучкою стрічкою, вкритою феролаком та намотаною на спеціальні котушки, бобіни. Стрічка переміщується, зберігаючи контакт із магнітними головками. Записувальні пристрої цього типу використовують як зовнішні ЗП та пристрої введення і виведення інформації в ЕОМ. Товщина стрічки становить 40...60 мкм, а товщина покриття – 10...20 мкм; звичайна щільність записування – десятки імпульсів на 1 мм; довжина стрічки – до 1 км; кількість паралельних доріжок рідко перевищує 30; швидкість переміщення стрічки в ЗП зазвичай дорівнює кільком метрам за секунду. Інформація записується на стрічку у вигляді групи чисел, між якими залишаються чисті ділянки для розгону й зупинки стрічки. Час пуску/зупинки дорівнює 15 мс, швидкість записування/зчитування – близько 200 тис. біт/с.

Накопичувачі на магнітній стрічці мають певні переваги, зокрема можливість зміни бобін зі стрічкою означає фактично необмежену ємність, найнижчу вартість зберігання одного біта інформації; вони стійкі в роботі й достатньо надійні. Основним недоліком ЗП на магнітній стрічці є порівняно великий час вибірки (до декількох хвилин), що спричинено необхідністю перемотування стрічки, щоб відшукати потрібну зону запису. З огляду на це стрічкові пристрої застосовують переважно у системах резервного копіювання.

7.3. Пам'ять на магнітних дисках

Найбільш поширеними динамічними пристроями пам'яті в ЕОМ вважають ЗП на магнітних дисках. Використовують два типи магнітних дисків: диски на гнучкій основі (зазвичай на полімерах), які називають флоппі-дисками; диски на жорсткій основі (на алюмінії) – вінчестером (внутрішня назва виробу «30-30» була співзвучною з калібром мисливської рушниці «*Winchester*»). У США та Європі ця назва вже вийшла з ужитку, проте закріпилася у російській та українській мовах.

На певному етапі розвитку персональних комп'ютерів найбільшого поширення набули накопичувачі на гнучких дисках, у яких застосовують контактне записування, за якого магнітні головки ковзають поверхнею носія інформації. Гнучкий диск розміщується у спеціальному нерознімному конверті, в якому передбачено отвори для переміщення магнітних головок поверхнею диска. Всі розміри дисків і конвертів стандартизовано, але через контактний характер записування гнучкі диски мають обмежений термін використання. Крім того, швидкість обміну та обсяг даних, який уміщується на дискетах, малі (0,7...1,44 МБ для дискет і до 100 МБ для ZIP-дисків), тому вони вже вийшли з ужитку. Для збільшення ємності дискет було винайдено технологію лазерного позиціонування доріжок на магнітному диску (*Floptical*), завдяки якій поперечна щільність записування збільшилася зі звичайних 135 доріжок на дюйм до 15 000 доріжок на дюйм. Ємність дискети розміром 90 мм

(3,5 дюйма) становить 21 МБ. Простий інфрачервоний лазер використовували виключно для позиціонування магнітних головок за допомогою канавок на поверхні диска. Записування та зчитування, як і у звичайних дискетах, виконувалося контактним способом за допомогою магнітних головок. Комерційний продукт виявився недостатньо надійним та набагато повільнішим, ніж інші технології, тому суттєвого поширення не набув.

Носієм інформації у вінчестерах є алюмінієвий диск, покритий з обох боків тонким шаром феролаку завтовшки 2...10 мкм. Інформація записується на концентричних доріжках з обох боків диска. Диски збираються в пакети й розміщуються на спільній осі, що обертається за допомогою електродвигуна (рис. 7.3).

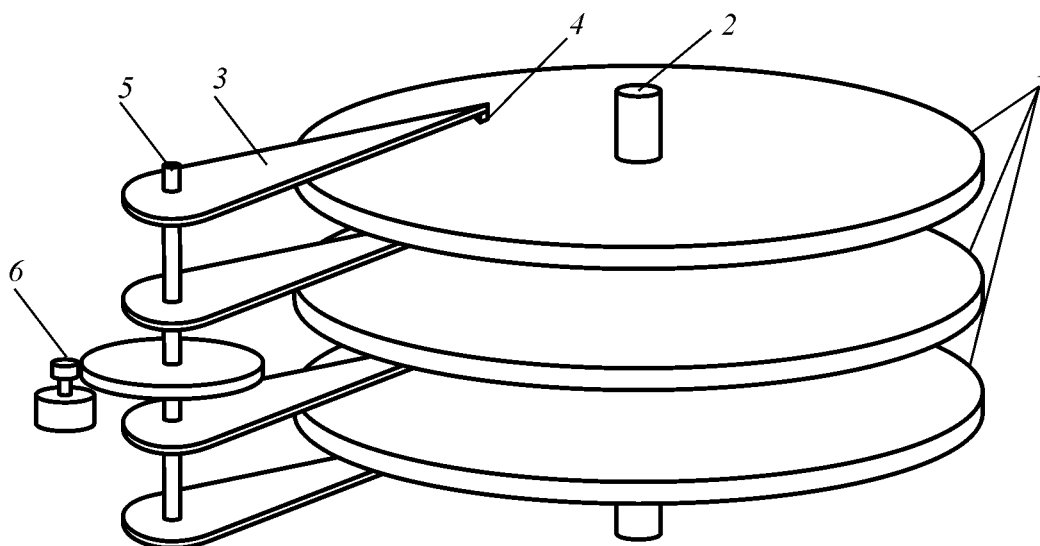


Рис. 7.3. Накопичувач на магнітних дисках:

1 – диски; 2 – вісь; 3 – важіль; 4 – магнітні головки; 5 – супорт; 6 – сервопривід

Записування і зчитування інформації виконуються за допомогою магнітних головок, що розміщуються між дисками. Головки можуть переміщатися від країв диска до центру за допомогою крокового двигуна, знімаючи або записуючи інформацію з різних концентричних доріжок.

У пакет входить від 1 до 12 дисків. Кожен модуль вінчестерного накопичувача, крім пакета дисків, містить індивідуальний блок магнітних головок, а також індивідуальні блоки приводу магнітних головок. Модулі розміщуються в жорсткому герметичному корпусі.

Диски обертаються за допомогою привідного електродвигуна зі швидкістю від 3600 до 15000 об./хв, тому в магнітних дисках вінчестерних накопичувачів застосовують безконтактне записування, за якого магнітні головки записування/зчитування за рахунок аеродинамічного ефекту «ширяють» над поверхнею магнітного покриття. Зазор між магнітною головою і поверхнею диска становить кілька мікрометрів.

Принцип роботи жорстких дисків аналогічний до роботи магнітофонів, оскільки робоча поверхня диска рухається відносно головки. Під час подавання змінного електричного струму (в разі записування) на котушку головки виникає змінне магнітне поле, яке із зазору головки впливає на феромагнетик поверхні диска й змінює напрямок вектора намагніченості доменів залежно від рівня сигналу. Під час зчитування переміщення доменів поблизу зазору головки приводить до зміни магнітного потоку в магнітопроводі головки, що, у свою чергу, зумовлює виникнення змінного електричного сигналу в котушці завдяки ефекту електромагнітної індукції.

Останнім часом для зчитування застосовують магніторезистивний ефект, для чого у дисках розміщують магніторезистивні головки, які дозволяють збільшити достовірність зчитування інформації (особливо у разі значної щільності записування інформації).

Метод поздовжнього записування. Біти інформації записуються за допомогою маленької головки, яка, проходячи над поверхнею диска, який обертається, намагнічує мільярди горизонтальних дискретних ділянок – доменів (рис. 7.4). За цих умов вектор намагніченості домену розміщений поздовжньо, тобто паралельно до поверхні диска. Кожна із цих ділянок є логічним нулем або одиницею, залежно від намагніченості. Максимально досяжна за використання цього методу щільність записування становить близько 23 Гбіт/см². На сьогодні цей метод поступово витісняється методом перпендикулярного записування.

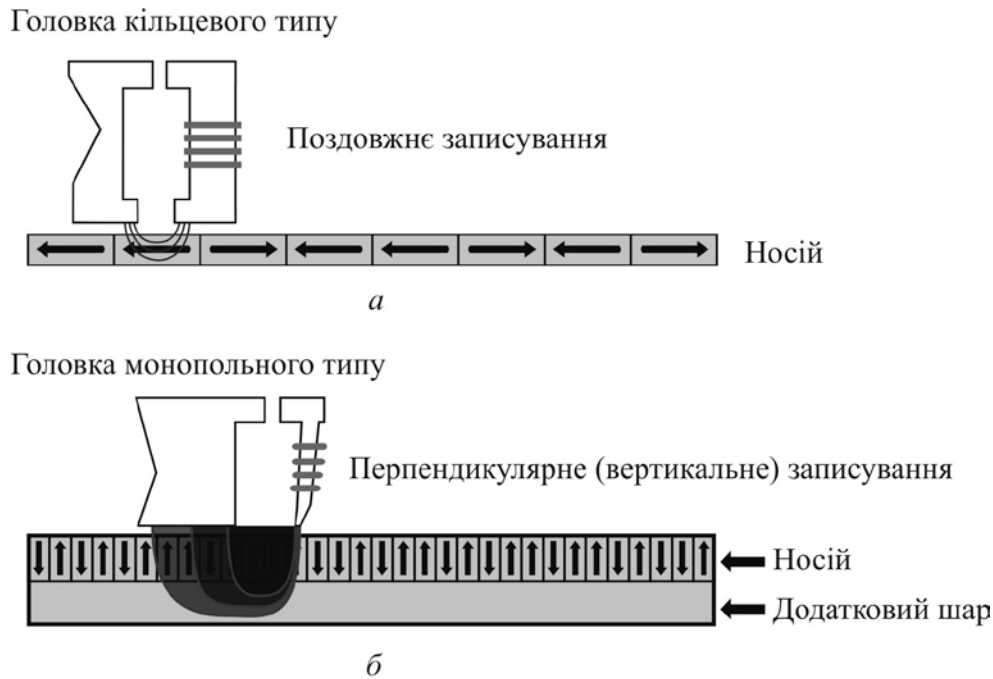


Рис. 7.4. Принцип поздовжнього (*a*) та перпендикулярного (*б*) записування

Метод перпендикулярного записування – це технологія, за якої біти інформації зберігаються у вертикальних доменах, що дозволяє використовувати сильніші магнітні поля і зменшити площу матеріалу, необхідну для записування 1 біт. Щільність записування у сучасних (на 2009 рік) зразків становить 62 Гбіт/см². Жорсткі диски з перпендикулярним записуванням доступні на ринку з 2005 року.

Метод теплового магнітного записування (англ. *Heat-assisted magnetic recording, HAMR*), який на сьогодні є найперспективнішим серед наявних і активно розробляється, полягає у використанні точкового підігрівання диска, який дозволяє головці намагнічувати дуже малі ділянки його поверхні. Після того, як диск охолоджується, намагніченість «закріплюється». На ринку дисків такого типу поки не представлено (на 2009 рік), є лише експериментальні зразки, щільність записування яких сягає 150 Гбіт/см². Інформаційна ємність на магнітних дисках може бути різною: від одиниць мегабайтів до кількох терабайтів.

7.4. Пам'ять на циліндричних магнітних доменах

Пам'ять на ЦМД – різновид енергонезалежної пам'яті обчислювальних машин – є розвитком магнітної пам'яті на твісторах (мініатюрного аналога пам'яті на магнітних сердечниках). Принцип дії твісторів ґрунтується на магнітострикційному ефекті, завдяки якому можливе переміщення «рельєфу намагніченості» у напрямку до детектора, в той час як намагніченість власне носія залишається незмінною.

Головний дослідник і розробник цього типу пам'яті Ендрю Бобек установив, що за використання магнітних плівок у твісторах ділянки зберігання (домени) мають бути порівняно великими, інакше записування не вдасться. Якщо після записування домену до всього матеріалу прикласти магнітне поле, то домен стискається у коло, розмір якого суттєво менший від нормальних доменів, що виникають, наприклад, у магнітних стрічках. Пам'ять на ЦМД виникла завдяки таким п'яти факторам:

- 1) керованому двовимірному руху доменних стінок у пермалоевих плівках;
- 2) застосуванню ортоферитів;
- 3) відкриттю стабільного ЦМД;
- 4) винаходу режиму роботи з доступом за допомогою поля;
- 5) відкриттю однонапрямленої анізотропії у гранатах.

Циліндричними магнітними доменами називають ізольовані однорідні намагнічені рухливі ділянки у феро- або феримагнетиках. Зазвичай ЦМД мають форму колових циліндрів, у яких напрямок намагніченості протилежний напрямку намагніченості магнетика.

Циліндричні магнітні домени виникають за певних умов у тонких монокристалічних пластинках або плівках феритів, що характеризуються сильною одноосьовою анізотропією (див. підрозд. 4.6). Вісь легкого намагнічування напрямлена перпендикулярно до поверхні плівки, в якій формуються динамічні неоднорідності у вигляді ЦМД (рис. 7.5). Рівновага ЦМД підтримується дією стискної сили з боку зовнішнього магнітного поля та магнітостатичної сили розтягування домену, тому ізольований домен існує в певному інтервалі значень зовнішнього поля:

$H_{\min} < H_{\text{вн}} < H_{\max}$, де H_{\min} – поле, за якого ЦМД розтягується у смуговий домен; H_{\max} – поле, за якого ЦМД сплющується – колапсує. Значення цих полів залежать від технологічних особливостей магнітної плівки.

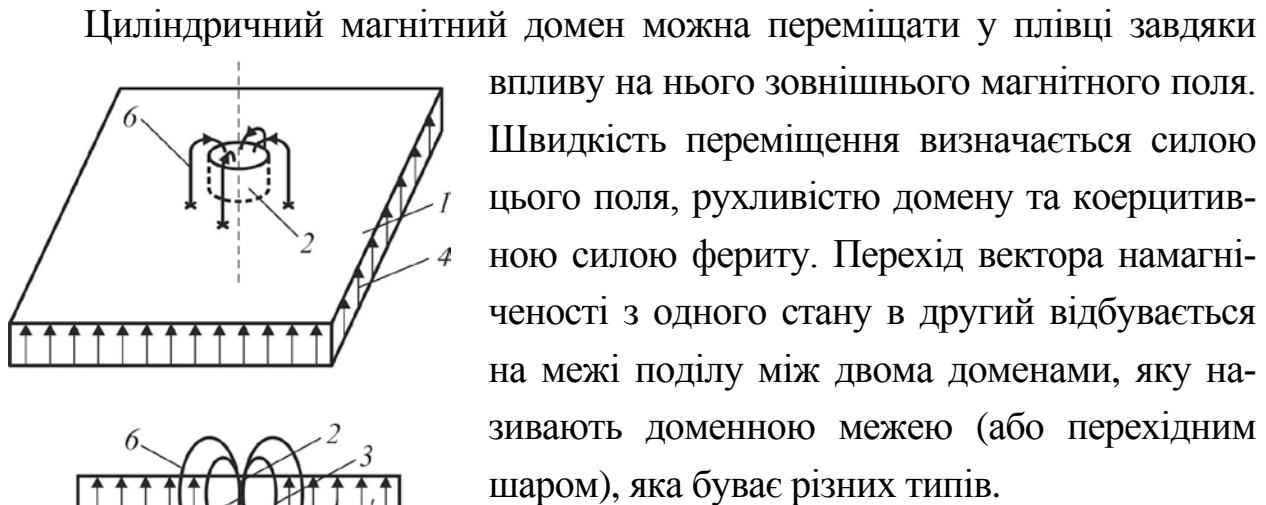


Рис. 7.5. Ізольований ЦМД:

- 1 – плівка ферит-гранату;
- 2 – ЦМД; 3 – стінка Блоха;
- 4 – вектор намагніченості сусіднього домену; 5 – вектор намагніченості домену;
- 6 – поле розсіювання домену

Неслівська межа наявна в дуже тонких магнітних плівках (тонших за 30 нм). Вектор намагніченості орієнтований уздовж осі легкої намагніченості, а поворот атомних магнітних моментів у межі відбувається лише у площині плівки.

Блохівська межа наявна у плівках завтовшки понад 100 нм і в усіх масивних феромагнетиках (див. рис. 4.8). Розвертання магнітних моментів можливе як за, так і проти годинникової стрілки. Особливістю блохівської доменної стінки є те, що на її краях магнітних полів немає. Проміжним типом є межа з поперечними зв'язками, яка існує у плівках завтовшки від 30 до 100 нм.

Для пристроїв на ЦМД значний інтерес становлять вертикальні блохівські лінії (ВБЛ) у смугових доменах. Такі лінії є одним з типів динамічних неоднорідностей, на основі яких створено прилади для оброблення та зберігання інформації. У двійковому численні логічним 1 і 0 відповідає наявність або відсутність ВБЛ. Відстань між сусідніми ВБЛ достатньо мала, тому в стінці одного такого смугового домену можна зберігати значну кількість бітів інформації, зокрема у смуговому домені розміром 0,5 мкм – до 100 біт інформації.

Запам'ятовувальний пристрій складається з набору маленьких електромагнітів з одного боку й детекторів з другого. Вихід детектора також під'єднується до системи електромагнітів, утворюючи у такий спосіб замкнене коло, в якому можуть переноситися стани намагніченості індивідуальних доменів.

Перші ЦМД-прилади виготовляли на плівках із рідкоземельних ортоферитів із загальною формулою LnFeO_3 , проте на їх основі неможливо було забезпечити високу щільність записування інформації та економічність приладів.

Найбільш оптимальним середовищем для створення ЦМД-приладів виявилися монокристалічні плівки ферит-гранатів та епітаксіальні плівки ферит-шпінелів. Магнітоодноосьові плівки ферит-гранатів, вирощені на намагнічених підкладках галієво-гадолінієвого гранату (ГГГ), не мають помітної конкуренції з боку інших матеріалів.

Розрізняють гранати таких систем: $(\text{LaLuSmCd})_3 \cdot (\text{FeGa})_5 \text{O}_{12}$, $(\text{YSm})_3 \cdot (\text{FeAl})_5 \text{O}_{12}$ та $(\text{YLuSm})_3 \cdot (\text{FeGaSe})_5 \text{O}_{12}$. У разі формування континуальних середовищ намагаються отримати ЦМД субмікронного діаметра, для чого використовують, наприклад, гранати без іонів Sm^{3+} , а для доменопересувних структур – пермалоєві плівки (79 % Ni + 21 % Fe) з нульовим коефіцієнтом магнітострикції. Для пристроїв, що використовують спінове відлуння як динамічні неоднорідності, можуть бути застосовані ізотопні сполуки типу $\text{NiFe}^{57}\text{O}_4$, плівка або порошок Co^{59} та плівка $\text{Co}^{59}\text{Fe}^{57}$.

Генерація, детектування і керування динамічними неоднорідностями ЦМД. Інформація у пристроях на динамічних неоднорідностях типу доменів кодується двома основними способами: наявністю або відсутністю доменів у заданий момент у заданому місці, або станами меж доменів.

Процес генерації доменів здійснюється переважно локалізацією електромагнітного поля, наприклад, за допомогою аплікації у вигляді петлі, по якій проходить струм (рис. 7.6). Під час увімкнення імпульсу струму створюється поле розмагнічування, що перевищує значення

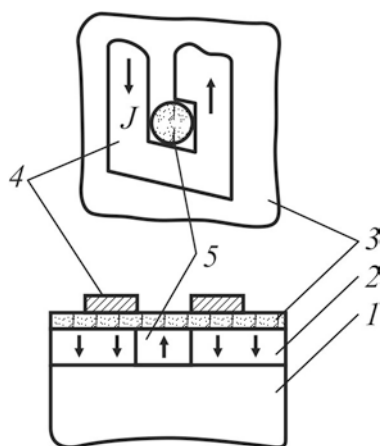


Рис. 7.6. Генерація доменів за допомогою петлі струму:

- 1 – підкладка ГГГ;
- 2 – епітаксіальна феритова плівка; 3 – ізолювальна плівка; 4 – аплікація;
- 5 – ЦМД

робочого поля і має протилежний знак. Під такою аплікацією плівка локально перемагнічується й утворюється домен.

У пристроях на спінових хвилях використовують провідник зі струмом, струмові петлі та інші засоби генерації магнітного поля. Керування динамічними неоднорідностями магнітоелектронної природи здійснюють за допомогою різних фізичних ефектів і явищ, пов'язаних із накладенням фізичних полів. За своєю природою ЦМД мають магнітне поле, яке, взаємодіючи із зовнішнім полем, створює сили, що переміщують домен у напрямку мінімальної інтенсивності зовнішнього поля, тобто домен переміщується в напрямку, в якому його енергія буде мінімальною.

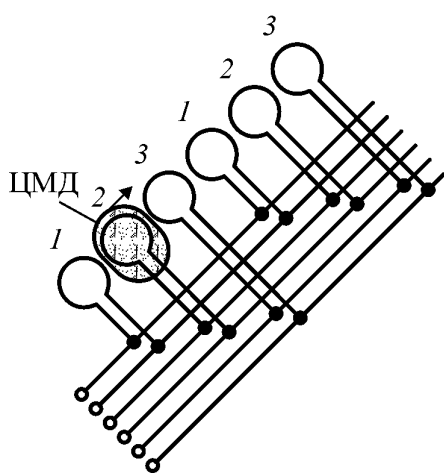


Рис. 7.7. Керування рухом ЦМД за допомогою струмових аплікацій

Струмові аплікації, що генерують магнітне поле, мають вигляд петель з металеві плівки (рис. 7.7). Напрямок струму в аплікації такий, щоб з'явилося магнітне поле, протилежне зовнішньому, й утворилася «яма», яка рухається в заданому напрямку внаслідок послідовного подавання імпульсів на фази Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 . Перевагу надають тритактовій схемі, щоб уникнути взаємодії сусідніх доменів, а також їх поворотного руху. Тактові аплікатури прості, але ненадійні через велику кількість провідників.

Для інших видів динамічних неоднорідностей наявні власні конструкції пристроїв керування, які ґрунтуються на магнітоелектричних ефектах і явищах.

Зчитування інформації полягає у виявленні типу динамічних неоднорідностей, що несуть логічні 0 і 1, та здійснюється у пристрої, який

називають детектором. Для детектування динамічних неоднорідностей використовують зазвичай фізичні процеси та явища, обернені до процесів генерації: ефекти індукції, магніторезистивний, магнітооптичний та ін. Загальні принципи конструювання детекторів потребують забезпечення необхідного рівня «сигнал/шум», технологічної сумісності детектора з пристроями керування і генерування, стійкості до зовнішніх впливів.

Найбільш широкого застосування ЦМД набули у пристроях пам'яті, що дозволяє отримати високу щільність записування інформації, енергонезалежність, малу споживану потужність, високу швидкодію, низьку вартість. Відсутність рухомих носіїв дозволяє використовувати пристрої пам'яті на ЦМД у бортових системах.

Інформаційні структури пристроїв пам'яті на ЦМД можуть бути організовані різними способами. Наприклад, для пристроїв великої інформаційної ємності характерна організація послідовно-паралельного типу. Типову комірку пристрою пам'яті на ЦМД наведено на рис. 7.8.

Окремий чип виготовляють за планарною технологією груповим методом. Як підкладку чипа використовують сапфір, на який наносять ферит-гранатову плівку, в якій можуть утворюватися домени. За допомогою фотолітографії формують струмові шини, пермалоеві (NiFe) доменопересувні структури. Чип захищений плівкою нітриду кремнію і закріплюється на діелектричній немагнітній пластині. Два постійні самарієкобальтові магніти створюють у ферит-гранатовій плівці домени оптимальних розмірів.

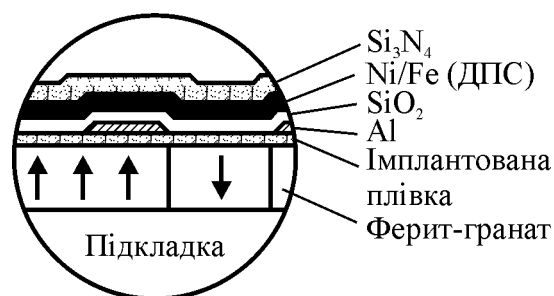


Рис. 7.8. Комірка пристрою пам'яті

Нині розробляють пристрої із субмікронними розмірами доменів. Зменшення розмірів носія інформації можна досягти, використовуючи пам'ять, що ґрунтується на вертикальних блохівських лініях. Інформаційний масив у цьому разі формується зі страйпів. Канал введення інформації складається з генератора блохівських ліній, доменопересувної

структури, в якій кількість позицій дорівнює кількості ліній струмових шин. Канал виведення інформації містить систему реплікаторів (за кількістю ліній). Сформована кодова послідовність ЦМД спрямовується в детектор, де зчитується інформація. Інформаційна ємність пристроїв пам'яті на вертикальних блохівських лініях сягає $1,5 \cdot 10^4$ біт.

На сьогодні розробляють «інтелектуальні» ЦМД-системи, у яких на одному кристалі розміщені логічний процесор та інформаційний масив. У такій системі можна поєднати на одній платі процеси зберігання й оброблення інформаційних масивів у реальному масштабі часу.

Перевагою пам'яті на ЦМД вважають відсутність рухомих частин, що зумовлює високу механічну стійкість і надійність, а недоліком – порівняно повільну швидкість зчитування, оскільки для доступу до певного біта потрібно опрацьовувати стан ЦМД від місця зберігання до детектора.

Елементи пам'яті на ЦМД набули найбільшого поширення у 70–80 роках ХХ століття. Таку пам'ять застосовували лише у системах, що зазнавали значної вібрації, однак із винаходом флеш-пам'яті й цей напрям утратив актуальність для побутової електроніки, але залишається цікавим для спеціальних розробок.

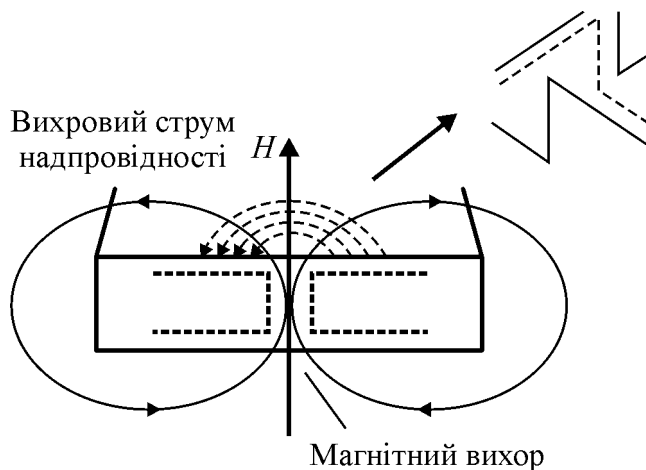


Рис. 7.9. Магнітний вихор у надпровідній плівці

Запам'ятовувальні пристрої, крім ЦМД, можуть також використовувати **магнітні вихори**, що характеризуються замкненими магнітними колами (рис. 7.9). Принципи організації пристроїв пам'яті на магнітних вихорах аналогічні пристроям, які застосовують ЦМД.

Генератор магнітних вихорів (флуксонів) формує вихори, що перебувають у рівноважному стані. Пристрій керування становить схему просування вихорів каналом, яке здійснюється силою Лоренца, створеною транспортним струмом.

Односпрямованість руху вихорів забезпечується асиметрією каналу просування. Зчитування магнітних вихорів може здійснюватися з використанням квантових інтерферометрів, а також одиничних джозефсо-нівських контактів.

Можливий також варіант формування зсувного регістру на магнітних вихорах (варіант мажор-мінорної організації). У цьому разі реалізується накопичувач на магнітних вихорах із паралельно-послідовною організацією записування і зчитування інформації. Прогнозована щільність записування інформації становить $2 \cdot 10^8$ біт/см. Аналіз показує, що швидкість оброблення інформації таких пристроїв сягає близько 10^9 біт/с. Буферна або зовнішня пам'ять на флуксонних ЗП технологічно й оперативно сумісна з мікроелектронними системами й кріогенними процесорами.

7.5. Магнітооптичні диски

Магнітооптичні диски є різновидом оптичних ЗП із носієм, що має магнітні властивості. В оптичних дисках зі стиранням і перезаписуванням інформації використовуються домени тербієво-залізокобальтового сплаву з точкою Кюрі 240°C . Власне носій складається з феромагнітного матеріалу, вміщеного між пластиковими пластинами. Записування і зчитування відбувається безконтактним способом.

Домени спочатку орієнтовані в одному напрямку (рис. 7.10, а). Під час зчитування промінь лазера освітлює поверхню диска. Завдяки *магнітооптичному ефекту Керра* інтенсивність і поляризація відбитого променя залежать від стану намагніченості освітлюваної ділянки. Вимірюванням характеристик відбитого

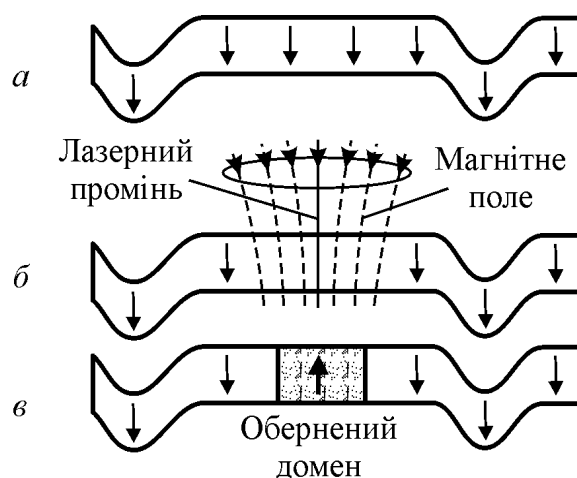


Рис. 7.10. Динаміка обертання домену в оптичному диску:
а – початковий стан матеріалу магнітного носія; б – локальне нагрівання ділянки магнітного матеріалу; в – зміна орієнтації домену

променя визначають стан намагніченості ділянки диска й, відповідно, записаний біт інформації.

Для записування потужність лазерного променя підвищується настільки, що приводить до локального нагрівання ділянки магнітного матеріалу вище точки Кюрі (рис. 7.10, б). Якщо в цьому місці впливати зовнішнім магнітним полем, то можна змінити орієнтацію домену (рис. 7.10, в), оскільки коерцитивне поле значно знижується з підвищенням температури. Намагніченість нагрітої ділянки закріплюється з охолодженням.

Зазвичай записування виконується у кілька проходів. Під час першого проходу – стирання – за допомогою лазера ділянка носія нагрівається і магнітною голівкою намагнічується до стану, що відповідає логічному 0. Під час другого проходу полярність магнітного поля змінюється на протилежну й локальним нагріванням лазерним променем потрібні ділянки встановлюються в 1. Під час третього проходу відбувається контрольне зчитування записаної інформації. На деяких спеціальних носіях час записування зменшено завдяки перезаписуванню без попереднього стирання, тому записування зазвичай потребує вдвічі-втричі більше часу, ніж зчитування, однак, на відміну від лазерних оптичних приводів, магнітооптичні диски характеризуються дуже високою надійністю.



Рис. 7.11. Загальний вигляд магнітооптичного диска розміром 90 мм і видимі оптичні мітки на поверхні магнітооптичного носія

Магнітооптичний носій уміщують у пластиковий корпус, подібний до корпуса дискет 90 мм (рис. 7.11), який захищає носій від пилу та зовнішніх забруднень. Спочатку їх випускали з одноразовим записуванням (аналогічно до CD-R), однак згодом почали виготовляти диски з можливістю необмеженого перезаписування.

Придатні до комерційного використання моделі з'явилися 1985 року. З того часу випускають моделі з

носієм діаметром 130 мм (5,25 дюйма) та 90 мм (3,5 дюйма). У деяких країнах, наприклад у Японії, магнітооптичні диски дуже поширені, тоді як в інших майже не застосовуються. З погляду операційної системи накопичувачі на магнітооптичних дисках подібні до вінчестерів і на них використовуються файлові системи жорстких дисків.

Ємність дисків розміром 130 мм становить від 650 МБ до 9,2 ГБ. Найбільшого поширення набули магнітооптичні диски розміром 90 мм та ємністю від 128 МБ до 2,3 ГБ. Незважаючи на надзвичайно високу надійність, через порівняно високу вартість і низьку швидкість записування магнітооптичні диски поступилися дешевшим флеш-пам'яті й оптичним дискам з можливістю перезаписування.

7.6. Наномагнітні плівки у пристроях пам'яті електронних обчислювальних машин

Вивчення магнітних матеріалів, переважно плівок, виготовлених за нанотехнологіями, має на меті збільшити ємність магнітних накопичувачів інформації, зокрема жорстких дисків комп'ютерів. Намагнічення у певному напрямку дуже малої ємності магнітного носія називають бітом. Для досягнення щільності збереження $1,55 \text{ Гбіт/см}^2$ окремий біт має займати місце завдовжки 70 нм і завширшки 1 мкм, а товщина магнітної плівки – становити близько 30 нм.

Магнітні пристрої для зберігання інформації, наприклад жорсткі диски, ґрунтуються на застосуванні дрібних кристаликів зі сплаву хрому й кобальту. Однією з проблем, які виникають за розмірів біта, менших ніж 10 нм, є «самостирання» пам'яті через те, що вектор намагніченості в намагніченій мікроділянці може змінити напрямок під дією теплових флуктуацій. Вирішення цієї проблеми потребує використання нанорозмірних зерен з високими значеннями намагніченості насичення, що характеризуються більш сильною взаємодією між зернами.

Наприклад, за допомогою нанотехнології було отримано магнітні нанозерна сполуки FePt із більшим значенням намагніченості, ніж в аналогах. Частинки FePt формувалися під час нагрівання розчину аце-

тилацетонату платини й карбонілу заліза з додаванням відновника. Після розпилення розчину на підкладку він випаровувався, залишаючи на ній пасивовані частинки. Тонка плівка, одержана в результаті цієї операції, складається з твердого вуглецевого шару, що містить частинки FePt розміром близько 3 нм, який може забезпечити щільність записування 23 Гбайт/см², тобто в 10 разів більшу, ніж у більшості наявних комерційно доступних носіїв.

Коли розміри магнітних наночастинок стають надто малими, магнітні вектори атомів у зовнішньому магнітному полі орієнтуються однаково в межах зерна, усуваючи складності, які за інших умов виникають через наявність спільних доменних стінок і ділянок із різними напрямками намагніченості. Причиною цього є особливість нанокластерів, яка полягає у зниженні концентрації дефектів структури всередині кластера (дефекти, які виникають у разі застосування технології, легко дифундують на поверхню).

Зазвичай у магнітних носіях використовують витягнуті магнітні зерна. Динамічні властивості поведінки системи витягнутих нанорозмірних магнітних частинок описують моделлю, яка передбачає, що без прикладання магнітного поля еліпсоїдальні зерна мають лише два можливі стійкі напрямки магнітного моменту: «вгору» або «вниз» відносно довгої осі магнітної частинки, як показано на рис. 7.12. Залежність магнітної енергії від орієнтації вектора магнітного моменту становить симетричну потенціальну яму з двома мінімумами, розділеними потенціальним бар'єром. Під дією теплової флуктуації частинка може змінювати орієнтацію магнітного вектора.

Частинка також може (але з набагато меншою ймовірністю) змінити свою магнітну орієнтацію за допомогою квантовомеханічного тунелювання, коли теплова енергія $k_B T$ набагато менша від висоти бар'єра. Тунелювання – суто квантовомеханічний ефект, який виникає внаслідок того, що є незначна ймовірність зміни магнітного стану з напрямку «вгору» на «вниз». У зовнішньому магнітному полі потенціал змінюється так, як це показано на рис. 7.12 пунктирною лінією, і в разі досягнення полем зна-

чення, яке дорівнює коерцитивній силі, один з рівнів стає нестійким.

Наведена модель пояснює багато магнітних властивостей маленьких магнітних частинок, наприклад форму петлі гістерезису. Проте вона має таке 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 становлять частинку, і зовнішнього магнітного поля. У моделі враховано найпростішу (лінійну) залежність магнітної енергії частинок від їх розмірів, але коли розмір частинок наближається до 6 нм, більшість атомів містяться на поверхні, тобто вони можуть мати такі магнітні властивості, які суттєво відрізняються від параметрів великих частинок. Наприклад, оброблення поверхні наночастинок магнітом'якого α -заліза завдовжки 600 нм та завширшки 100 нм різними хімічними речовинами змінює коерцитивну силу до 50 %, що свідчить про важливу роль поверхні нанорозмірних магнітних частинок у формуванні магнітних властивостей зерна. Отже, динамічне поведіння дуже малих магнітних частинок виявляється більш складним, ніж це впливає з розглянутої моделі.

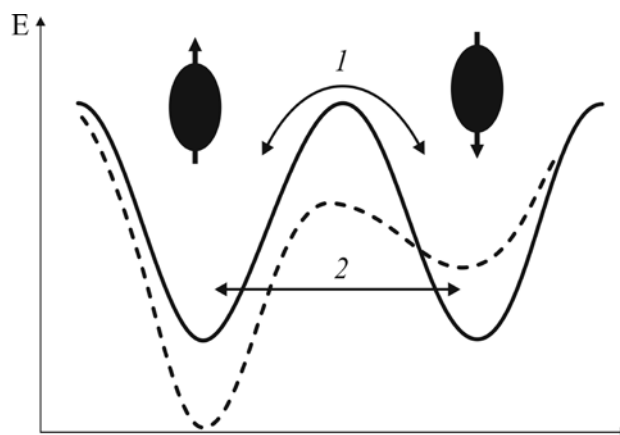


Рис. 7.12. Схема потенціалу подвійної ями – залежність енергії від орієнтації магнітного моменту за відсутності (суцільна лінія) та наявності (пунктирна лінія) зовнішнього магнітного поля:
1 – термічно активований перехід;
2 – тунельний перехід

7.7. Магніторезистивна оперативна пам'ять

Технологія магніторезистивної оперативної пам'яті почала розвиватися з 1990 року. Щільність наявних технологій пам'яті, зокрема флеш-пам'яті й динамічних пристроїв пам'яті, продовжує підвищуватися, забезпечуючи їм нішу на ринку. Однак прихильники магніторезистивної

оперативної пам'яті вважають її переваги настільки значущими, що зрештою вона може стати панівною для всіх типів пам'яті, тобто буде універсальною пам'яттю.

На відміну від звичайних технологій оперативної пам'яті, у магнітнорезистивній оперативній пам'яті дані зберігаються у вигляді не електричного заряду чи струму, а магнітних елементів, які утворюються з двох феромагнітних пластин, кожна з яких може зберігати намагніченість, розділених тонким ізолювальним шаром. Одна з двох пластин – постійний магніт, установлений з певною полярністю, поле другої може бути змінено, відповідно до зовнішнього, полем для запам'ятовування. Така конфігурація, яку називають *спіновим клапаном*, є найпростішою структурою магнітнорезистивної оперативної пам'яті.

Найпростіший метод читання полягає у вимірюванні електричного опору елемента. Певна комірка ЗП вибирається вмиканням пов'язаного з нею транзистора, який проводить струм від джерела живлення через елемент пам'яті на землю. Завдяки магнітному тунельному ефекту електричний опір елемента змінюється залежно від орієнтації поля двох пластин. Опір елемента визначають, вимірюючи струм, і у такий спосіб опосередковано знаходять полярність, записану на другій пластині. Зазвичай стан, коли дві пластини мають однакову полярність, означає 1, а у стані з протилежною полярністю опір буде вищим і відповідатиме 0.

Дані можна записати в комірки різними способами. Найпростіше, коли кожна комірка розміщена між парою ліній запису, орієнтованих перпендикулярно одна до одної. Коли через них проходить струм, між ними виникає індуковане магнітне поле, яке й запам'ятовує записувальна пластина. Цей спосіб дії подібний до принципу пам'яті на магнітних кільцях, який широко використовували у 60-х роках XX століття, однак вимагає достатньо сильного струму для створення поля, що робить його неприйнятним для малопотужних пристроїв і одним з основних недоліків магнітної оперативної пам'яті. Крім того, зі зменшенням розмірів пристрою настає момент, коли індуковане поле перекриває сусідні елементи на невеликій площі, що може призводити до помилкового за-

писування в сусідні комірки. Через вплив на сусідні комірки необхідно виготовляти ЗП достатньо великих розмірів. Перший підхід до вирішення цієї проблеми полягає у використанні кругових доменів за допомогою гігантського магніторезистивного ефекту, однак цей напрям більше не розвивається; другий підхід (*режим перемикавання*) – у багатоступеневому процесі записування до модифікованої багат шарової комірки. У модифікованій комірці міститься «штучний антиферомагнетик», магнітна орієнтація якого набуває одного з двох протилежних значень, у результаті чого шари мають лише два стійкі стани. Записування здійснюється за умови, що струм однієї з ліній запису має певний часовий зсув відносно другої, коли утворюється «обертове» поле. Будь-яка напруга, менша від рівня записування, підвищує стійкість комірки до перемикавання, тобто комірки, розміщені вздовж однієї з ліній записування, не постраждають від впливу сусідніх, що дозволяє зменшувати їх розміри.

За новим методом *спінової передачі обертального моменту*, або *перемикавання перенесення спіну*, використовують спін-вирівняні («поляризовані») електрони для безпосереднього впливу на домени. Якщо електрони, що вносяться до шару, змінюватимуть спін, то виникатиме обертальний момент, який, у свою чергу, впливатиме на сусідні шари, знижуючи струм, необхідний для записування комірки, приблизно до рівня струму зчитування. Таким чином, комірки спінової передачі придатні для пристроїв з високою щільністю завдяки зниженим вимогам до струму. За прогнозами, такі комірки матимуть розміри 65 нм і менше. Їх недоліком є необхідність збереження спінової когерентності.

Основним чинником, що визначає вартість пам'яті, є щільність компонентів. Чим менші компоненти, тим більше їх може бути упаковано на один чип, що, у свою чергу, означає більше чипів з кожної пластини. Така магнітна оперативна пам'ять за фізичними ознаками подібна до динамічної пам'яті, хоча й не потребує транзистора для операції записування. Комірки магнітної оперативної пам'яті можуть зазнавати

впливу сусідніх комірок, коли їх розміри досягають 180 нм і менше. Новітні методи перемикання дозволяють зменшити розміри комірок до 90 нм, що порівнянно з динамічною пам'яттю.

Конденсатори динамічної пам'яті втрачають свій заряд із плином часу, тому слід *періодично* оновлювати всі комірки близько 20 разів на секунду читанням кожної з них (що й приводить до перезаписування). Це вимагає сталого джерела живлення, тому динамічна пам'ять втрачається під час вимикання живлення комп'ютера. Чим менші комірки динамічної пам'яті, тим частіше їх потрібно оновлювати.

Натомість магнітна оперативна пам'ять не потребує оновлення, а отже і сталого енергоспоживання, тобто вона зберігається з вимиканням живлення. Теоретично для зчитування необхідно більше енергії, ніж у динамічній пам'яті, але на практиці різниця незначна. Записування вимагає вищої енергії для перемикання стану комірки, але завдяки тому, що немає втрат на оновлення, пристрої магнітної пам'яті можуть мати перевагу й за споживаною енергією.

Магнітна оперативна пам'ять зберігає інформацію в умовах вимикання живлення, як і флеш-пам'ять. Вимоги живлення у разі зчитування флеш-пам'яті й магнітної оперативної пам'яті подібні, однак для записування флеш-пам'яті потрібне накручування імпульсу напруги (близько 10 В), що потребує часу. Крім того, імпульси струму зумовлюють фізичне спрацювання комірки, тому її можна перезаписати обмежену кількість разів. З цього погляду магнітна оперативна пам'ять потребує меншої енергії для перезаписування, а кількість циклів перезаписування майже необмежена.

Швидкодія динамічної пам'яті визначається часом, протягом якого зчитується чи записується заряд. Принцип дії магнітної оперативної пам'яті ґрунтується на вимірюванні напруги, а не заряду чи струму, тому швидкість доступу може бути високою. Дослідники з фірми *IBM* продемонстрували пристрої магнітної оперативної пам'яті з часом доступу близько 2 нс, що навіть краще, ніж у найсучаснішої динамічної пам'яті, оскільки дозволяє підвищити швидкодію у тисячі разів.

Резюме

1. Магнітні пристрої зберігання дискретної інформації мають вирішальне значення в сучасній обчислювальній техніці, де вони є важливою складовою електронних обчислювальних машин. Пристрої пам'яті можуть ґрунтуватися на різноманітних фізичних принципах.

2. Фізичною основою магнітного записування є властивість феромагнітних і феримагнітних матеріалів зберігати стан залишкової намагніченості. Носієм інформації зазвичай служать ферити, а металеві феромагнетики застосовують рідше. Інформація записується в дискретній формі. Двійковим числам 0 і 1 відповідають два стани намагніченості матеріалу в протилежних напрямках із залишковою індукцією $+B_z$ та $-B_z$. Якщо вимоги до точності записування і зберігання інформації порівняно невисокі, то використовується не цифрове, а аналогове записування інформації.

3. Магнітні ЗП можна розділити на дві групи – динамічні й статичні. У пристроях *динамічного* типу записування здійснюється на рухомому носії з феримагнетика у формі стрічки, циліндра, диска за допомогою магнітних головок. У *статичних* магнітних ЗП середовище для зберігання інформації нерухоме й звертання до потрібної комірки виконується за рахунок посилення сигналів відповідними комутаційними шинами.

4. До найбільш поширених динамічних пристроїв пам'яті в ЕОМ належать ЗП на магнітних дисках двох типів: дисках на гнучкій основі (зазвичай на полімерах), або флоппі-дисках; дисках на жорсткій основі (на алюмінії) – вінчестерах.

5. За методом *поздовжнього записування* біти інформації записуються за допомогою маленької головки, яка, проходячи над поверхнею диска, який обертається, намагнічує мільярди горизонтальних дискретних ділянок – доменів. За цих умов вектор намагніченості домену розміщений поздовжньо, тобто паралельно до поверхні диска. Метод *перпендикулярного записування* – технологія, за якої біти інформації зберігаються у вертикальних доменах, що дозволяє використовувати більш сильні магнітні

поля і знижувати площу матеріалу, необхідну для записування 1 біт. За методом *теплого магнітного записування* використовується точкове підігрівання диска, яке дозволяє головці намагнічувати дуже малі ділянки його поверхні. Після того, як диск охолоджується, намагніченість «закріплюється».

6. Запам'ятовувальний пристрій на циліндричних магнітних доменах утворюється набором маленьких електромагнітів з одного боку та набором детекторів з другого. Вихід детектора також під'єднується до системи електромагнітів, утворюючи у такий спосіб замкнене коло, в якому можуть переноситися стани намагніченості індивідуальних доменів.

7. Магнітооптичні диски є різновидом оптичних ЗП із носієм, що має магнітні властивості. В оптичних дисках зі стиранням і перезаписуванням інформації зазвичай використовуються домени тербієзалізокобальтового сплаву, а носій складається з феромагнітного матеріалу, вміщеного між пластиковими пластинами. Записування та зчитування відбувається безконтактним способом.

8. У магніторезистивній оперативній пам'яті дані зберігаються у вигляді не електричного заряду чи струму, а магнітних елементів, які утворюються з двох феромагнітних пластин, кожна з яких може зберігати намагніченість, розділених тонким ізолювальним шаром. Перша пластина – постійний магніт, установлений з певною полярністю, поле другої може бути змінено, відповідно до зовнішнього, полем для запам'ятовування. Така конфігурація, яку називають *спіновим клапаном*, є найпростішою структурою магніторезистивної оперативної пам'яті. Запам'ятовувальний пристрій побудований із сітки таких елементів.

9. Магнітна оперативна пам'ять зберігає інформацію під час вимикання живлення, як і флеш-пам'ять. У *режимі перемикання* магніторезистивної пам'яті використовується багатоступеневий процес записування до модифікованої багатошарової комірки. За методом спінової передачі обертального моменту, або *перемикання перенесенням спіну*, використовують спін-вирівняні («поляризовані») електрони для безпосереднього впливу на домени.

8. Ферити у пристроях діапазону надвисоких частот

Феромагнетики, що мають високу магнітну проникність, є металами, тобто провідниками, та унеможливлюють проходження мікрохвиль крізь себе. Антиферомагнетики, навпаки, проявляють діелектричні властивості, але мають низьку магнітну проникність, тому саме ферити – магнітовпорядковані магнетики, що поєднують властивості феромагнетиків (велику магнітну проникність) і антиферомагнетиків (діелектриків), набули суттєвого значення у практичних застосуваннях техніки НВЧ.

У мікрохвильовому діапазоні застосовують різні за складом ферити, включаючи нікелеві, магнієві ферити, а також залізоітрієві гранати. Завдяки високій добротності залізоітрієві гранати використовують у феритових пристроях, однак у широкому діапазоні частот (у таких пристроях, як розв'язка або циркулятор) найкращими є нікелеві ферити.

Унікальність властивостей феритів полягає у тому, що згасання та швидкість поширення НВЧ-хвилі, а також конфігурація поля і поляризація НВЧ-сигналів, що проходять крізь ферити, залежать від прикладеного ззовні магнітного поля, тому ферити використовують як пристрої розв'язки, циркулятори, фільтри й фазообертачі.

Фізичний механізм їх дії пояснюють так. Коли до магнітного матеріалу прикладають зовнішнє магнітне поле, магнітні моменти неспарених електронів прагнуть орієнтуватися. Однак, оскільки електрони мають масу, а їх спіновий момент подібний до гіроскопа, то напрямок магнітного моменту електрона не цілком відповідає прикладеному магнітному полю: цей момент обертається і прецесіює навколо напрямку поля. Швидкість прецесії залежить від значення прикладеного магнітного поля, наприклад, за поля 1000 Гс частота прецесії становить 2,8 ГГц. Таке поле можна отримати за допомогою електромагніту або постійного магніту. Швидкість прецесії пропорційна прикладеному магнітному полю, збільшення якого вдвічі підвищує швидкість прецесії у два рази.

8.1. Особливості феритових пристроїв діапазону надвисоких частот

Як відомо, атоми у кристалах перебувають у стані неперервного теплового руху, тобто здійснюють теплові хаотичні коливання відносно своїх рівноважних положень. Через сили міжатомної взаємодії коливання атомів передаються по всьому кристалу. Складний рух атомів можна подати як суперпозицію плоских хвиль, що характеризуються частотою ω і хвильовим вектором \mathbf{q} . Кожній такій хвилі у квантовій механіці відповідає квазічастинка – *фонов* з певною енергією $\hbar\omega$ та імпульсом $\hbar\mathbf{q}$. У магнітнорядкованих кристалах, зокрема феритах, окрім фононів, наявний, як зазначено в підрозд. 4.7, ще один специфічний тип елементарних збуджень, а саме спінові хвилі, або *магнони*, які становлять коливання намагніченості, що поширюються кристалом. Магнони мають енергію $\hbar\omega_m$ та імпульс $\hbar\mathbf{q}_m$. Відхилення магнітного моменту одного атома від рівноважної орієнтації, яка для фериту відповідає паралельному розміщенню спінів усіх атомів, передається кристалом за рахунок обмінних сил сусідніх атомів.

Кристал характеризується намагніченістю \mathbf{M} , яка є функцією координат і часу. За умови абсолютного нуля температури коливань намагніченості немає, тобто основному стану відповідає сталий за значенням та напрямком вектор намагніченості \mathbf{M} . Однак за реальних умов ($T > 0$) коливання намагніченості наявні, тобто з'являється *неоднорідність розподілу намагніченості* кристалом, що приводить до підвищення енергії кристала, а отже зменшення намагніченості. Це зумовлено розорієнтацією намагніченості у різних точках кристала, але не змінюванням її значення (модуль вектора намагніченості під час коливань залишається сталим).

Характерною особливістю динаміки магнітного кристала є наявність зв'язку між двома типами елементарних збуджень – *магнонами* і *фононами*. Пружні й магнітні коливання можуть взаємодіяти одне з одним, оскільки пружні деформації приводять до змінювання намагніченості, яке, у свою чергу, – до пружних деформацій. У ділянках перетину

спектрів цих збуджень у кристалі коливання не суто магнітні або суто пружні, а змішані, *магнітно-пружні*.

Через взаємодію електромагнітного поля з магнітними моментами кристала за певних частот і магнітних полів може відбуватися резонансне поглинання енергії поля феримагнетиком. Якщо електромагнітне поле взаємодіє з магнітними моментами атомних ядер, то магнітний резонанс називають ядерним (див. підрозд. 3.4); якщо з магнітними моментами електронів – електронним. На відміну від парамагнітного електронного резонансу, розглянутого в підрозд. 3.5, у феромагнітних кристалах через сильну обмінну взаємодію під час резонансу збуджуються колективні коливання всієї магнітної системи кристала в цілому.

Залежно від типу магнітного впорядкування розрізняють *феромагнітний*, *антиферомагнітний* і *феримагнітний* електронні резонанси, кожен з яких має свої особливості.

Феромагнетики, і насамперед ферити, є основою багатьох важливих пристроїв НВЧ-техніки: фазообертачів, вентилів, циркуляторів, фільтрів, модуляторів та ін. Робота феритових функціональних пристроїв визначається особливостями поширення електромагнітних хвиль у лініях передачі НВЧ, що містять феритові елементи. Поширення електромагнітних хвиль у середовищі описується тензорами другого рангу: тензорами магнітної та діелектричної проникності. Для НВЧ основну роль відіграють недіагональні компоненти тензора магнітної проникності, тобто середовище є *магнітногіротропним* (при цьому тензор діелектричної проникності можна розглядати як скаляр). Треба зауважити, що гіротропним називають середовище, яке може обертати площину поляризації лінійнополяризованих електромагнітних хвиль, які поширюються в ній.

Взаємодія електромагнітних хвиль із кристалом в оптичному діапазоні частот описується за допомогою тензора діелектричної проникності ϵ_{ij} , залежність якого від намагніченості приводить до магнітооптичних ефектів: динамічних (непружне розсіювання світла на спінових хвилях) і статичних (пружне розсіювання світла).

Для техніки НВЧ найбільш важливими є *магнітооптичні ефекти* в кубічних магнітних кристалах, які, якщо немає намагніченості, ізотропні. Під час поширення електромагнітних хвиль уздовж напрямку намагніченості середовища нормальними модами є хвилі колової поляризації з протилежним напрямком обертання. Якщо на гіротропний кристал падає лінійнополяризована електромагнітна хвиля, то у кристалі вона розпадеться на дві циркулярнополяризовані компоненти, що поширюються з різними швидкостями v_+ і v_- . У результаті цього площина поляризації лінійнополяризованої хвилі на виході з кристала буде поверненою відносно площини поляризації падаючої хвилі на кут $\theta = \frac{1}{2} (K_+ - K_-) d$, де d – товщина кристала; K_+ і K_- – хвильові вектори хвиль, поляризованих відповідно по правому й лівому колам. Цей ефект повороту площини поляризації, ефект Фарадея, або магнітного кругового двозаломлення, розглянуто у підрозд. 3.3.

За умови поширення електромагнітної хвилі в напрямку, перпендикулярному вектору намагніченості, можуть існувати дві лінійнополяризовані хвилі з напрямками поляризації вздовж і перпендикулярно намагніченості й з показниками заломлення $n_{||}$ і n_{\perp} відповідно. Таким чином, за наявності намагніченості кристал стає двозаломлювальним.

Якщо на кристал падає лінійнополяризована електромагнітна хвиля з напрямком площини поляризації під кутом $\frac{\pi}{4}$ до напрямку вектора намагніченості, то вона у кристалі розбивається на дві лінійнополяризовані складові з поляризацією вздовж і перпендикулярно вектору намагніченості. Між цими складовими у разі поширення у кристалі виникає зсув фаз $\theta = \frac{1}{2} (K_+ - K_-) d = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{||} - n_{\perp}) d$.

На виході кристала з'являється електромагнітна хвиля з еліптичною поляризацією, зокрема коли $\theta d = (n + \frac{1}{2}) \pi$, а $n = 0, 1, 2, \dots$, поляризація буде коловою; коли $\theta d = (n + 1)\pi$, а $n = 0, 1, 2, \dots$, то на виході буде

лінійнополяризована хвиля. Це ефект Коттона–Мутона, або ефект лінійного двозаломлення (див. підрозд. 3.3).

У кубічних кристалах тільки у разі орієнтації вектора намагніченості вздовж напрямків (100) та (111) виникає одноосьова оптична анізотропія, за якої лінійне магнітне двозаломлення є однаковим для будь-якого напрямку поширення електромагнітної хвилі у площині, перпендикулярній намагніченості. У разі ж довільної орієнтації намагніченості кубічний кристал стає оптично двоохсьовим, тобто його двозаломлення залежить від напрямку поширення хвилі у площині, перпендикулярній вектору намагніченості.

Загалом в умовах поширення світла під довільним кутом до вектора намагніченості одночасно виявлятимуться ефекти як колового, так і лінійного двозаломлення, та у кристалі поширюватимуться хвилі з еліптичною поляризацією.

З мікроскопічного погляду магнітне двозаломлення пов'язано з розщепленням енергетичних рівнів, між якими відбуваються оптичні переходи, та із залежністю правил відбору для цих переходів від поляризації електромагнітної хвилі. Внесок у магнітне двозаломлення може визначатися як спін-орбітальним, так і обмінним розщепленням рівнів перехідних іонів й оптичними переходами в різних ділянках спектра.

Розглядаючи взаємодію електромагнітної хвилі з магнітним кристалом, зазвичай ураховують вплив лише електричного поля хвилі. Дійсно, в оптичному діапазоні магнітна проникність дорівнює одиниці, тому магнітооптичні ефекти спричинені залежністю діелектричної проникності від намагніченості. Однак у діапазоні НВЧ, де інтенсивність електричних переходів низька, двозаломлення у кристалах може бути цілком зумовлено *внеском магнітної проникності*, тобто безпосередньою взаємодією магнітного поля електромагнітної хвилі з намагніченістю кристала.

Цей внесок визначається магнітними резонансами в далекому інфрачервоному або надвисокочастотному діапазонах спектра. Аналіз показує, що колове двозаломлення, спричинене магнітною проникністю, на відміну від колового двозаломлення, пов'язаного з діелектричною

проникністю, не залежить від довжини хвилі світла. У деяких кристалах у певному діапазоні довжин хвиль значення питомого обертання площини поляризації, зумовлені цими двома явищами, виявляються порівнянними.

У разі поширення електромагнітних хвиль уздовж напрямку намагніченості нормальними модами хвиль у фериті є хвилі колової поляризації з протилежним напрямком обертання. Тензор діелектричної проникності розглядають як скаляр, а тензор магнітної проникності зводять до діагонального вигляду з компонентами:

$$\mu_{\pm} = 1 + \frac{4\pi g M}{\omega_0 \pm \omega},$$

де ω_0 – частота феромагнітного резонансу; ω – частота електромагнітної хвилі; g – гіромагнітний коефіцієнт.

Для врахування згасання магнітну проникність подають у комплексному вигляді: $\mu^* = \mu' - i\mu''$, де μ' описує дисперсію проникності, а μ'' – поглинання високочастотного магнітного поля у фериті.

Коли зовнішнього магнітного поля немає, тобто ферит перебуває в розмагніченому стані, $\mu_+ = \mu_- \approx 1$. У разі збільшення магнітного поля в міру намагнічування фериту магнітна проникність змінюється пропорційно до намагніченості, й за деякого значення магнітного поля досягає насичення.

Різниця в магнітній проникності для хвиль із різними знаками колової поляризації приводить до різних фазових швидкостей цих хвиль. Для електромагнітних хвиль діапазону НВЧ відбуватиметься поворот площини поляризації лінійнополяризованих електромагнітних хвиль, тобто ефект Фарадея, аналогічний ефекту в оптичному діапазоні.

Поворот площини поляризації хвилі у кристалі завтовшки d дорівнює $\theta = \frac{1}{2} (K_+ - K_-) d$. Оскільки

$$K_{\pm} = \frac{\omega}{v_{\pm}} = \frac{\omega}{C} \sqrt{\epsilon_0 \mu_{\pm}},$$

то

$$\theta_{\Phi} = \frac{\omega}{C} \sqrt{\epsilon_0} (\sqrt{\mu_+} - \sqrt{\mu_-}).$$

Важливою особливістю ефекту Фарадея в магнітних кристалах є незалежність напрямку повороту площини поляризації від напрямку поширення електромагнітної хвилі за заданого напрямку статичного магнітного поля.

У разі поширення електромагнітних хвиль у поперечнонамагніченому фериті для нормальних хвиль, поляризованих уздовж і перпендикулярно до напрямку намагніченості, через різницю фазових швидкостей $v_{\parallel} = \left(\frac{c}{\epsilon\mu_{\parallel}}\right)^{-1/2}$ і $v_{\perp} = \left(\frac{c}{\epsilon\mu_{\perp}}\right)^{-1/2}$ під час поширення в магнітному кристалі виникає зсув фаз

$$\theta_k = K_{\parallel} - K_{\perp} = \frac{\omega}{C} \sqrt{\epsilon_0} (1 - \sqrt{\mu_+}).$$

Цей ефект аналогічний ефекту Коттона–Мутона в оптиці. Він є взаємним, тобто під час поширення хвилі у зворотному напрямку зсув фаз матиме протилежний знак, і для хвилі, яка пройшла через ферит у прямому й зворотному напрямках, дорівнюватиме нулю. Зсув фаз за ефектом Коттона–Мутона не залежить і від напрямку намагніченості.

Розглянуті явища, зумовлені залежністю магнітної проникності, а отже швидкості й згасання, від виду поляризації електромагнітної хвилі, від напрямку поширення і від орієнтації намагніченості, лежать в основі роботи феритових НВЧ-пристроїв.

8.2. Феритові вентилі й фільтри

Вентилем називають функціональний пристрій, у якому електромагнітна хвиля, яка поширюється в одному напрямку, майже не має втрат, тоді як зворотна хвиля зазнає значних втрат. Вентильний ефект у феритах полягає в тому, що згасання НВЧ-хвилі, яка проходить крізь ферит, залежить від напруженості прикладеного ззовні магнітного поля. Якщо

НВЧ-сигнал поширюється лінією передачі таким чином, що його магнітне поле напрямлено *протилежно* до магнітного поля фериту, то ніякого згасання не буде (рис. 8.1), однак якщо він поширюється у хвилеводі у протилежному напрямку так, що орієнтації магнітних полів збігаються, то цей сигнал майже цілком поглинається.

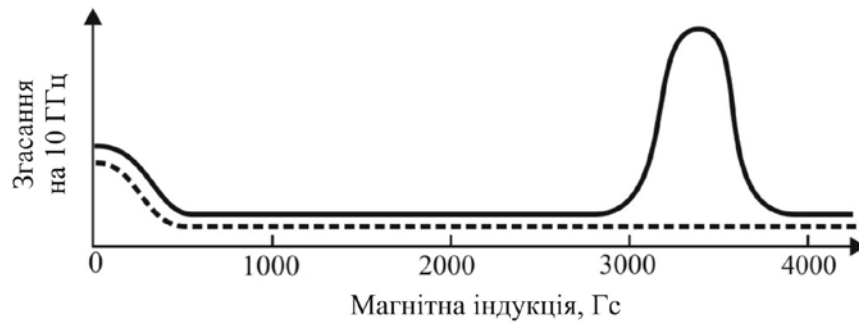


Рис. 8.1. Залежність поглинання НВЧ-сигналу в фериті від прикладеного зовнішнього магнітного поля

Невзаємні властивості феритів використовують для створення вентилів різних видів, зокрема типовий мікрохвильовий вентиль показано на рис. 8.2, де всередині прямокутного хвилеводу вмонтовано ферит, а поле його намагнічення створюється розміщеним зовні дугоподібним постійним магнітом.

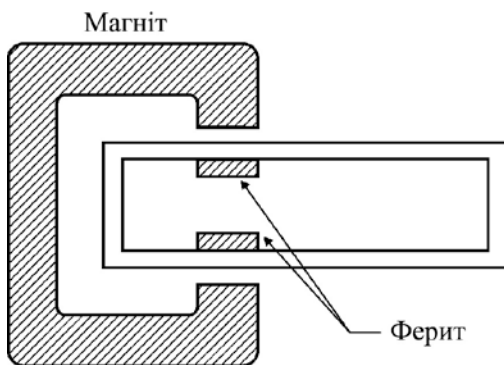


Рис. 8.2. Поглинальні ферити, розміщені всередині прямокутного хвилеводу (підмагнічування забезпечується зовнішнім постійним магнітом)

Найбільш значуща характеристика розв'язки – коефіцієнт, що показує відношення прямих утрат до втрат у зворотному напрямку. Вентильний ефект має бути високим, а втрати у прямому напрямку – малими (типові значення для параметрів вентиля – прямі втрати 0,5 дБ за розв'язки 20 дБ).

Вентиль у вигляді круглого хвилеводу 1, уздовж осі якого розміщений феритовий стрижень 2, намагнічений вздовж осі хвилеводу, показано на рис. 8.3, а.

Якщо у хвилеводі поширюється хвиля з коловою поляризацією і напрямки поляризації та прецесії спінів у магнітному полі H збігаються, то у разі резонансного значення зовнішнього магнітного поля хвиля поглинатиметься

феритом. У разі поширення хвилі у зворотному напрямку знаки колової поляризації хвилі й прецесії спінів будуть протилежними й хвиля пройде вентиль майже без поглинання.

Хвилю з коловою поляризацією найбільш просто можна отримати з лінійнополяризованої хвилі, поставивши на її шляху чвертьхвильову діелектричну пластинку 3 (рис. 8.3, *а*).

Вентиль на основі ефекту Фарадея зображено на рис. 8.3, *б*, де лінійнополяризована хвиля з прямокутного хвилеводу *А* надходить у круглий хвилевід, площина її поляризації завдяки ефекту Фарадея у фериті 2 повертається проти годинникової стрілки, та хвиля проходить через хвилевід *В*. У разі зворотного напрямку поширення площина поляризації хвилі, що ввійшла через хвилевід *В*, повертається в той самий бік і згасає в поглинальній пластинці 4. Вентиль за ефектом Фарадея функціонує не за резонансних магнітних полів.

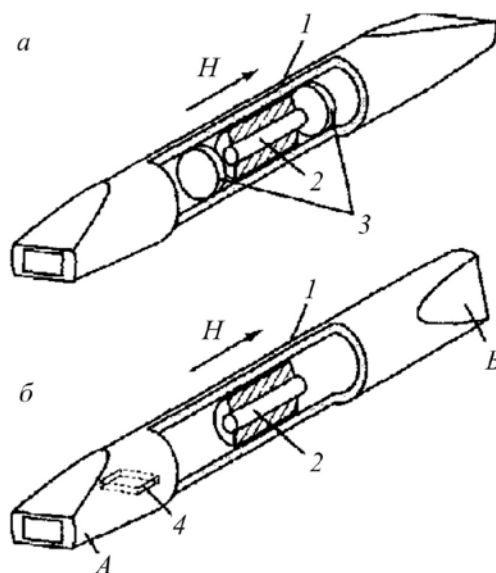


Рис. 8.3. Феритові вентилі:
а – вентиль у вигляді круглого хвилеводу; *б* – вентиль на основі ефекту Фарадея

Резонансні вентилі на прямокутних хвилеводах у довгохвильовій ділянці НВЧ-діапазону можуть працювати з імпульсною потужністю до 10^7 Вт і середньою потужністю до 10^4 Вт. Для інших пристроїв максимальний рівень потужності обмежений значенням близько 10^3 Вт в імпульсі за середньої потужності близько 1 Вт.

Спосіб використання фериту для забезпечення частотоселективного зв'язку двох ліній передачі показано на рис. 8.4, *а*, де ці лінії сполучені двома петлями, розміщеними під прямим кутом. За звичайних умов між лініями немає зв'язку, оскільки електромагнітні поля петель перпендикулярні. Якщо ж у центрі петель помістити малу феритову сферу, то зв'язку між ними також не буде, за винятком діапазону частот магнітного резонансу. Частотну залежність зв'язку між лініями за двох рівнів

магнітного поля, прикладеного до феритової сфери, розміщеної в центрі петель, показано на рис. 8.4, б.

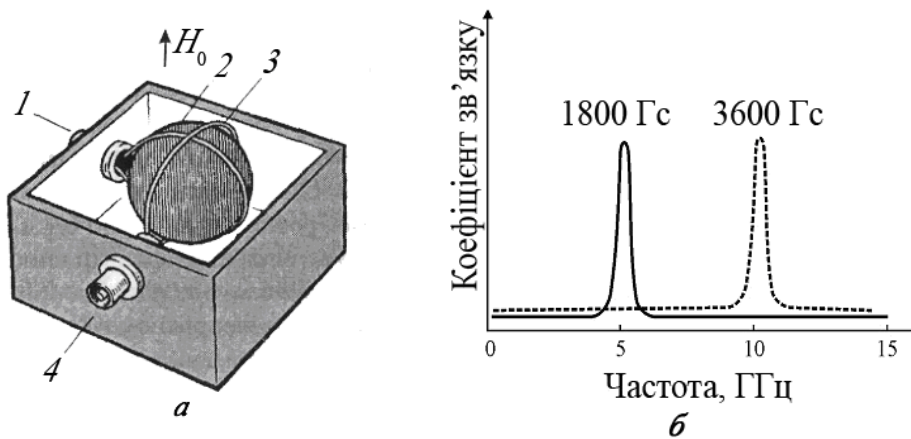


Рис. 8.4. Фільтр із магнітним керуванням на сфері залізоітрієвого гранату:
а – конструкція фільтра; *б* – частотна характеристика зв'язку; 1 і 4 – відповідно вхідна й вихідна лінії передачі; 2 – сфера залізоітрієвого гранату; 3 – петлі зв'язку

Якщо значення індукції магнітного поля становить 1800 Гс (суцільна крива), то зв'язку не буде за всіх частот лінії передачі, за винятком частоти 5 ГГц; якщо ж індукція магнітного поля дорівнює 3600 Гс, то зв'язок можливий тільки за частоти 10 ГГц (пунктирна крива). Варіюючи прикладеним магнітним полем, можна керувати частотою зв'язку. Отже, ферити використовують у фільтрах, що магнітно перебудовуються.

8.3. Феритові циркулятори

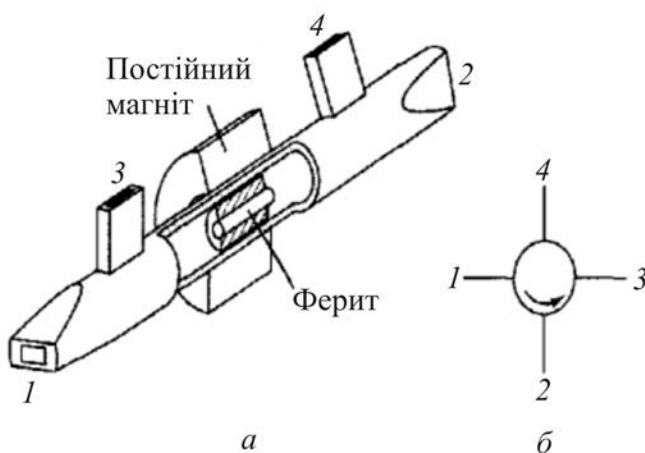


Рис. 8.5. Чотириплечовий циркулятор:
а – структура; *б* – пропускання хвилі циркулятора

Циркулятор – це невзасмнений пристрій, схематично зображений на рис. 8.5, в якому електромагнітна хвиля входить в один хвилевід і виходить із сусіднього хвилевода згідно з послідовністю $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$, $3 \rightarrow 4$ і т. д.

У чотириплечовому циркуляторі використовується ефект

Фарадея. Силу магнітного поля і довжину феритових стрижнів підбирають таким чином, щоб площа поляризації хвилі, яка пройшла через феритовий стрижень, поверталася проти годинникової стрілки. У цьому разі хвиля, яка увійшла у хвилевід 1, виходить із хвилеводу 2, але не проходить у хвилеводи 3, 4 у зв'язку з тим, що поле хвилі є ортогональним до поля цих хвилеводів.

Якщо ж хвиля входить, скажімо, у хвилевід 3, то вона не може пройти у хвилевід 1, бо електричне поле хвилі у хвилеводі 3 спрямоване горизонтально, а у хвилеводі 1 може поширюватися лише хвиля з електричним полем, спрямованим вертикально.

У разі проходження через круглий хвилевід із феритовим стрижнем поляризація хвилі повертається на $\frac{\pi}{4}$; хвиля з такою поляризацією поширюється у хвилеводі 4, але не може поширюватися у хвилеводі 2. Аналізуючи інші варіанти входження електромагнітної хвилі, можна переконатися, що зв'язок між хвилеводами циркулятора реалізується лише за схемою $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1 \dots$

Чотириплечовий циркулятор, зображений на рис. 8.5, може виконувати й інші функції. Так, якщо в циркуляторі змінити напрямок магнітного поля на протилежний, то відповідно зміниться і знак циркуляції, тобто циркулятор пропускатиме хвилю вже за схемою $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Інакше кажучи, циркулятор функціонуватиме як перемикач або модулятор.

На основі феритів створено пристрої як невзаємного, так і взаємного типу для отримання регульованого зсуву фази хвилі – це фазообертачі. У разі аксіального розміщення намагніченого феритового стрижня вздовж осі хвилеводу виникає взаємний фазовий зсув, змінення якого відбувається в малих магнітних полях, коли намагніченість фериту підвищується від нуля до насичення.

Феритовий зразок, розміщений у лінії передачі НВЧ, може здійснювати селективний зв'язок між лініями. Якщо лінії передачі НВЧ хвилеводні, то такий зв'язок можна реалізувати, розмістивши ферит в отворі, який

з'єднує два схрещені хвилеводи. Далеко від феримагнітного резонансу зв'язку між хвилеводами немає, оскільки височастотні поля у хвилеводах взаємно ортогональні. За резонансу прецесія намагніченості у фериті приводить до виникнення зв'язку на частоті резонансу, у цьому разі енергія електромагнітної хвилі з одного хвилеводу перевипромінюється у другий. Змінюючи магнітне поле, можна в широких межах змінювати частоту резонансу й таким чином перебудовувати фільтр за частотою.

Другий тип циркулятора, зображений на рис. 8.6, теж спрямовує мікрохвильовий сигнал від одного порту пристрою до другого. Наприклад, якщо НВЧ-сигнал надходить у порт 1, то циркулятор спрямовує його у порт 2, сигнал, що надходить у порт 2 і спрямовується циркулятором

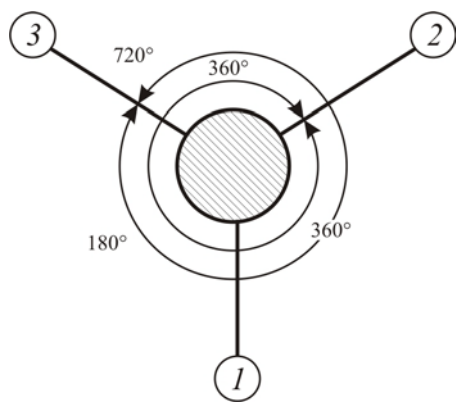


Рис. 8.6. Принцип дії
Y-циркулятора

у порт 3, не повертається в порт 1. Так само сигнал, що надходить у порт 3, не потрапляє в порт 2, а виходить через порт 1.

Основними характеристиками циркулятора є втрати на проходження, тобто втрати сигналу, який поширюється в обраному напрямку (типове значення – 0,5 дБ), та *напрявленість*, яка описує згасання сигналу, який поширюється в непотрібному напрямку (20 дБ).

Такий Y-циркулятор складається з феритового диска, узгоджувальних переходів між феритовим диском і з'єднаннями між лініями передачі при трьох портах, а також із магнітів постійного поля зсуву, змонтованих усередині конструкції над феритовим диском. Принцип дії циркуляторів ґрунтується на різниці швидкостей поширення НВЧ-сигналів у підмагніченому фериті.

Швидкість поширення електромагнітної хвилі у фериті залежить від прикладеного ззовні магнітного поля (рис. 8.7). У прямому й зворотному напрямках швидкість поширення мікрохвильового сигналу в фериті різна, оскільки вона залежить від того, чи збігаються за напрямками магнітні поля НВЧ-сигналу й фериту. Магнітне поле встановлюють таким, щоб фазовий зсув НВЧ-сигналу був різним у напрямку за годин-

никовою стрілкою і проти, при цьому необхідний фазовий зсув забезпечується підбиранням розмірів циркулятора.

Сигнал, що надходить у порт 1 (рис. 8.6), поділяється на дві половини: одна половина з фазовим зсувом 360° поширюється у напрямку проти годинникової стрілки, від порту 1 до порту 2; друга – у напрямку за годинниковою стрілкою долає вдвічі більшу відстань до порту 2. Оскільки ферит намагнічений, то НВЧ-сигнал, що поширюється у напрямку за годинниковою стрілкою, має у два рази більшу швидкість, ніж сигнал у напрямку проти годинникової стрілки. Отже, сигнал, що поширюється у напрямку за годинниковою стрілкою від порту 1 до порту 2, надходить із таким самим фазовим зсувом 360° ; обидва сигнали додаються у фазі, й потужність виходить через порт 2.

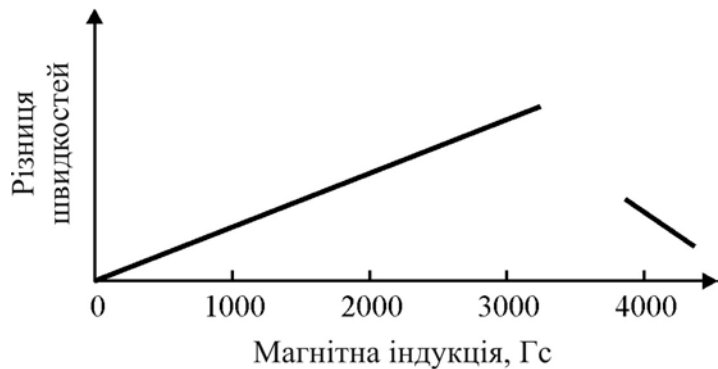


Рис. 8.7. Різниця швидкостей поширення електромагнітної хвилі у фериті залежно від підмагнічування (діапазон резонансу характеризується значними втратами, тому його не показано)

Мікрохвильовий сигнал, що поширюється у напрямку за годинниковою стрілкою від порту 1 до порту 3, має фазовий зсув 180° , оскільки він долає лише третину відстані вздовж циркулятора і з подвоєною швидкістю. Друга половина сигналу, що поширюється у напрямку проти годинникової стрілки від порту 1 до порту 3, має фазовий зсув 720° . Очевидно, що в порті 3 їх фазовий зсув становить 180° , і, перебуваючи у протифазі, ці сигнали взаємно знищуються.

Циркулятор можна використовувати як *розв'язку* в разі додавання до нього узгодженого навантаження у порт 3. Потужність НВЧ надходить з порту 1 та виходить з порту 2, причому від зовнішньої лінії передачі потужність не відбивається, оскільки вона потрапляє в порт 3, тобто в навантаження. Циркулятори можна з'єднувати послідовно, збільшуючи розв'язку між входом і виходом, однак таке підвищення коефіцієнта

розв'язки досягається за рахунок збільшення внесених утрат. Наприклад, внесені втрати одиночного циркулятора можуть становити 0,5 дБ, а втрати розв'язки – 20 дБ. Якщо ж ці два циркулятори з'єднані послідовно, то розв'язка становитиме 40 дБ, але й внесені втрати збільшаться до 1 дБ.

Перевага використання циркуляторів як розв'язки полягає в тому, що Y-циркулятор легше виготовити у смужковому виконанні, ніж вентиляну розв'язку, причому потужність поглинання у цьому разі забезпечується поза циркулятором у зовнішньому навантаженні (енергія не поглинається всередині фериту, як це відбувається у звичайній розв'язці).

8.4. Феритові фазообертачі

Феритові фазообертачі застосовують у техніці НВЧ упродовж багатьох років, однією з причин чого є використання таких матеріалів, як ЗІГ, що забезпечує низький рівень втрат і відповідно високий коефіцієнт корисної дії (ККД) у НВЧ-тракті.

За принципом дії феритові фазообертачі можна класифікувати як взаємні та невзаємні, керовані й гістерезисні, аналогові та дискретні.

Взаємні та невзаємні фазообертачі. У взаємних пристроях диференціальний фазовий зсув однаковий для хвиль, що поширюються в зустрічних напрямках, а у невзаємних – можливий тільки в одному напрямку.

Керовані й гістерезисні фазообертачі. Керовані пристрої потребують постійної наявності керувального поля для підтримки заданого стану, натомість гістерезисні фазообертачі – тільки для перемикання стійких станів, у яких вони можуть перебувати протягом необмеженого часу навіть без керувального поля.

Аналогові та дискретні фазообертачі. Пристрої аналогового типу реалізують неперервну зміну фазового зсуву відповідно до змін керувального поля, тоді як дискретні – стрибкоподібну зміну внесеного фазового зсуву.

За способом керування виокремлюють чотири основні типи феритових фазообертачів: з керованою магнітною проникністю; тороїдальний; двомодовий; асинхронний.

Фазообертач із керованою магнітною проникністю зазвичай має вигляд відрізка хвилеводу, в центр якого поміщено феритовий стрижень 4 (рис. 8.8), намагнічений у поздовжньому напрямку за допомогою соленоїда 1. Значення внесеного фазового зсуву залежить від прикладеного магнітного поля, яке, у свою чергу, залежить від значення струму, що проходить через соленоїд.

Фазообертачі з керованою магнітною проникністю зазвичай є *аналоговими і взаємними*, але мають низьку швидкодію як наслідок високої індуктивності котушки підмагнічування. Крім того, функціонування фазообертача потребує постійного підтримання достатньо великого струму підмагнічування. Така конструкція також громіздка через використання окремих сердечника та котушки для кожного фазообертача.

Натомість *невзаємний* тороїдальний гістерезисний фазообертач не потребує постійного підтримання поля підмагнічування. Такий фазообертач має вигляд відрізка хвилеводу, в центрі якого поміщено феритовий тороїд (рис. 8.9), і працює за рахунок залишкової намагніченості фериту завдяки його гістерезисним властивостям. Змінювання фазового зсуву досягається за рахунок змінювання залишкової намагніченості однієї полярності другою. Керувальний провідник проходить усередині тороїда. Короткий імпульс змінює полярність залишкової намагніченості на протилежну, після чого фазообертач перебуває в такому стані до подання наступного керувального імпульсу. Такий пристрій значно ефективніший щодо споживання потужності керувального сигналу, однак працює в дискретному режимі.

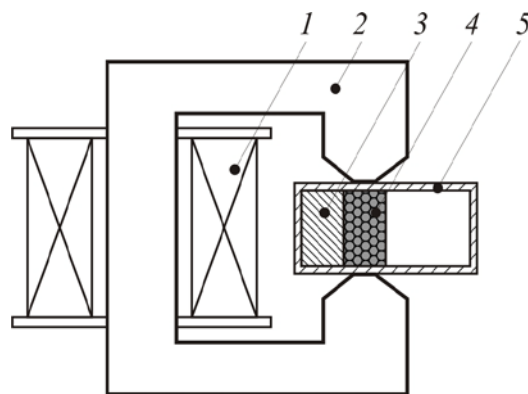


Рис. 8.8. Поперечний переріз взаємного феритового фазообертача з керованою магнітною проникністю:

- 1 – котушка підмагнічування;
- 2 – магнітний сердечник;
- 3 – діелектричний (опорний) стрижень;
- 4 – феритовий (керувальний) стрижень;
- 5 – хвилевід

Двомодовий взаємний феритовий фазообертач, показаний на рис. 8.10, поєднує переваги взаємного фазообертача з економічністю невзаємної конструкції. Феритовий елемент зі змінною магнітною проникністю 3 розміщений у центрі конструкції та намагнічений в осьовому напрямку до рівня, що забезпечує потрібний фазовий зсув. На кінцях фазозсувного елемента розміщено короткі чвертьхвильові феритові елементи, які намагнічені в поперечному напрямку фіксованим полем і утворюють невзаємний коловий поляризатор. На кінцях конструкції містяться діелектричні втулки з нанесеною на них сіткою з тонкої провідної плівки, призначеною для поглинання однієї з лінійнополяризованих мод і, разом з тим, для якнайефективнішого передавання моди з перпендикулярною поляризацією. Вся конструкція ззовні металізована й утворює хвилевід.

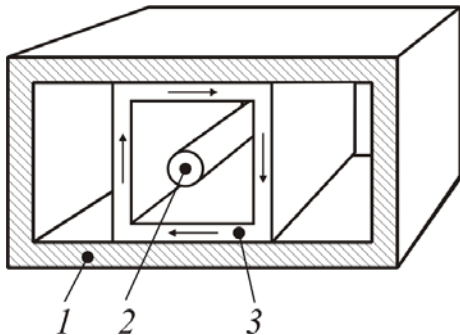


Рис. 8.9. Тороїдальний гістерезисний фазообертач:

1 – хвилевід; 2 – керувальний провід;
3 – феритовий тороїд

Феритовий елемент зі змінною магнітною проникністю 3 розміщений у центрі конструкції та намагнічений в осьовому напрямку до рівня, що забезпечує потрібний фазовий зсув. На кінцях фазозсувного елемента розміщено короткі чвертьхвильові феритові елементи, які намагнічені в поперечному напрямку фіксованим полем і утворюють невзаємний коловий поляризатор. На кінцях конструкції містяться діелектричні втулки з нанесеною на них сіткою з тонкої провідної плівки, призначеною для поглинання однієї з лінійнополяризованих мод і, разом з тим, для якнайефективнішого передавання моди з перпендикулярною поляризацією. Вся конструкція ззовні металізована й утворює хвилевід.

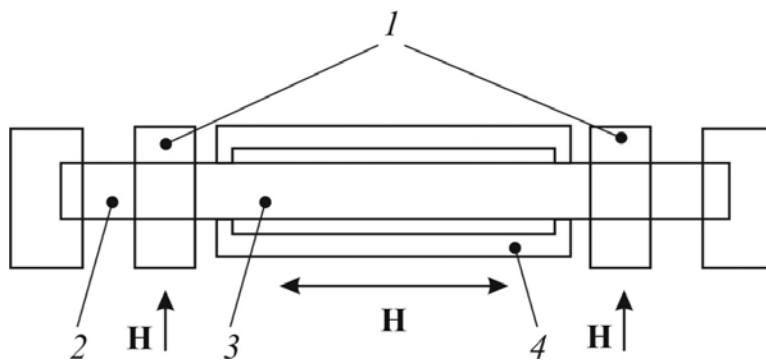


Рис. 8.10. Двомодовий феритовий фазообертач:

1 – невзаємний коловий поляризатор; 2 – коловий поляризатор;
3 – феритова фазозсувна секція з коловою намагніченістю; 4 – феритова обойма

Вхідна феритова чвертьхвильова пластина перетворює лінійнополяризовану хвилю на хвилю з коловою поляризацією, яка поширюється через ділянку з феритовим заповненням, при цьому внесений фазовий зсув залежить від сили й напрямку прикладеного в осьовому напрямку поля. Вихідна чвертьхвильова феритова пластина перетворює затриману хвилю колової поляризації на хвилю лінійної поляризації.

Наявність двох феритових пластин забезпечує однаковий фазовий зсув під час поширення хвиль протилежного напрямку через ділянку з керованою магнітною проникністю, не вдаючись до перемагнічування.

Асинхронний феритовий фазообертач є взаємним пристроєм і електричним еквівалентом поляризаційного фазообертача з поворотною пластиною. Його застосовують у пристроях, які керують великими потужностями. Асинхронний фазообертач складається з двох переходів: з прямокутного хвилеводу на коловий, між якими поміщено поляризаційні перетворювачі з лінійної поляризації в колову, і навпаки, між якими, у свою чергу, поміщено поперечно намагнічений феритовий стрижень. Ферит цілком заповнює поперечний переріз колового хвилеводу й підмагнічується поперечним чотириполюсним полем до рівня, який забезпечує подвійне заломлення, тобто диференціальний фазовий зсув, що становить 180° . Поле підмагнічування створюється «синусними» та «косинусними» обмотками, розміщеними на каркасі, подібному до статора асинхронного електродвигуна, навколо колового хвилеводу. Кожна обмотка створює поперечне чотириполюсне поле у феритовому стрижні, а самі обмотки чергуються так, що головну вісь чотириполярного поля можна повертати на довільний кут відповідним підбиранням струмів обмоток. Диференціальний фазовий зсув у такому пристрої пропорційний ефективному куту нахилу головних осей намагніченого феритового стрижня.

Наявні феритові пристрої працюють на частотах від 0,1 до 100 Гц і мають вношувані втрати 0,5...1,0 дБ. Зворотні втрати у вентилях та розв'язка в циркуляторах становлять близько 20...30 дБ. Добротність фазообертачів, яку визначають як відношення кута зсуву фаз до втрат, сягає сотень градусів на децибел.

Розглянуті феритові пристрої НВЧ можна реалізувати в інтегральному виконанні. Це зазвичай планарні пристрої, побудовані на діелектричній підкладці, на якій сформовано активні й пасивні елементи, а також методом фотолітографії створено лінії передачі, що поєднують ці елементи й пристрої для введення і виведення енергії НВЧ.

Як лінії передачі використовують різні види мікросмужкових ліній, що становлять зазвичай діелектричну підкладку, на якій з одного боку розміщений стрічковий провідник, а з другого – заземлена провідна пластина (рис. 8.11, *а*). Підкладка повинна мати підвищену діелектричну проникність і малі діелектричні втрати. Товщина стрічкового провідника становить близько 0,1 мм, вона має в кілька разів перевищувати товщину скін-шару, який у НВЧ-діапазоні має значення близько 1 мкм. Ширина стрічкового провідника зазвичай наближено дорівнює товщині підкладки. Велика частина енергії НВЧ у смужковій лінії зосереджена в діелектричній підкладці.

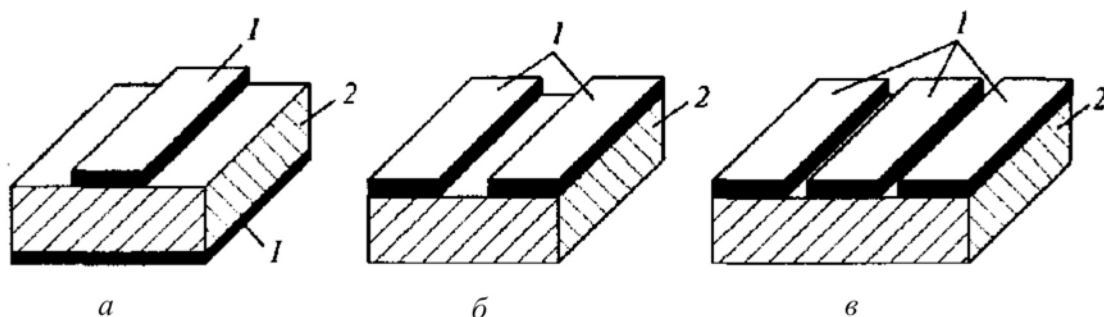


Рис. 8.11. Різновиди смужкових ліній:

а – несиметрична лінія; *б* – щілинна лінія; *в* – копланарна лінія;

1 – металевий провідник; 2 – діелектрична підкладка

Часто використовують більш зручні лінії передачі – щілинні й копланарні хвилеводи (рис. 8.11, *б, в*), які розміщуються на одному боці



Рис. 8.12. Мікросмужковий
Y-циркулятор

підкладки, і в них можливі не тільки поперечні складові високочастотного магнітного поля, як у несиметричній смужковій лінії, а й поздовжні складові, що дозволяє реалізувати невзаємні феритові пристрої. Приклад конструкції феритового циркулятора в інтегральному виконанні подано на рис. 8.12.

8.5. Магнітно-статичні прилади діапазону надвисоких частот

Магнітно-статичні хвилі (МСХ) – це спінові хвилі (див. підрозд. 4.7), швидкість яких набагато менша від швидкості світла. Зазвичай довжина хвилі достатньо велика, тому можна нехтувати обмінною взаємодією. Магнітно-статичні хвилі збуджуються неоднорідним магнітним полем, що створюється у фериті струмом, який проходить по металевому провіднику, розміщеному на поверхні досліджуваного зразка (плівки).

Експериментально й теоретично МСХ раніше вивчали на об'ємних зразках (сферах, стрижнях і пластинах), виготовлених із монокристалів ЗІГ. Інтенсивність досліджень МСХ значно підвищилася після створення технології виготовлення високоякісних плівок ЗІГ на підкладках із ГГГ, що характеризуються незначними втратами.

Інтерес до цих хвиль зумовлений тим, що МСХ мають багато істотних переваг перед іншими типами хвиль, які поширюються у кристалах: легко збуджуються майже в усьому діапазоні НВЧ (1...40 ГГц); мають значне вповільнення; керуються дисперсійними характеристиками МСХ за допомогою зовнішніх навантажень і магнітного поля; мають унікальні нелінійні характеристики.

За допомогою ліній передачі на МСХ можна реалізувати майже всі основні операції функціональної обробки сигналів: керовану затримку, фільтрацію, перетворення спектра, згортку, обмеження потужності, заглушення шумів тощо. Все це різноманіття унікальних особливостей МСХ та функціональних можливостей ліній передачі, виконаних на їх основі, зумовлює інтерес дослідників і розробників апаратури НВЧ до пристроїв на МСХ. Необхідно також зауважити, що, незважаючи на порівняно високу температурну залежність частотних характеристик пристроїв на МСХ (близько 5 МГц/°C), можливість їх використання у системах оброблення інформації зумовлює пошук різних способів для поліпшення термостабільності параметрів цих пристроїв.

Для збудження і приймання МСХ застосовуються перетворювачі у вигляді мікросмужкових, копланарних та щілинних хвилеводних ліній,

виконаних на феритовому шарі. Розрізняють три основні типи МСХ у плівці (пластині): поверхневі, прямі об'ємні, обернені об'ємні. Тип хвилі, що збуджується, визначається напрямком постійного магнітного поля.

Три основні геометрії, що використовуються для збудження МСХ, і дисперсійні залежності трьох типів хвиль, здатних поширюватися за цих умов, схематично показано на рис. 8.13. Якщо силові лінії магнітного поля напрямлені паралельно антені, то збуджується *поверхнева хвиля*, яка «притискається» до однієї або другої поверхні плівки залежно від напрямку постійної намагніченості. Внаслідок цього провідник, який лежить на поверхні плівки, збуджує хвилю, що поширюється лише в одному напрямку. Завдяки такій невзаємності й одномодовості поверхневої хвилі її найбільш широко використовують у феритових пристроях на основі МСХ.

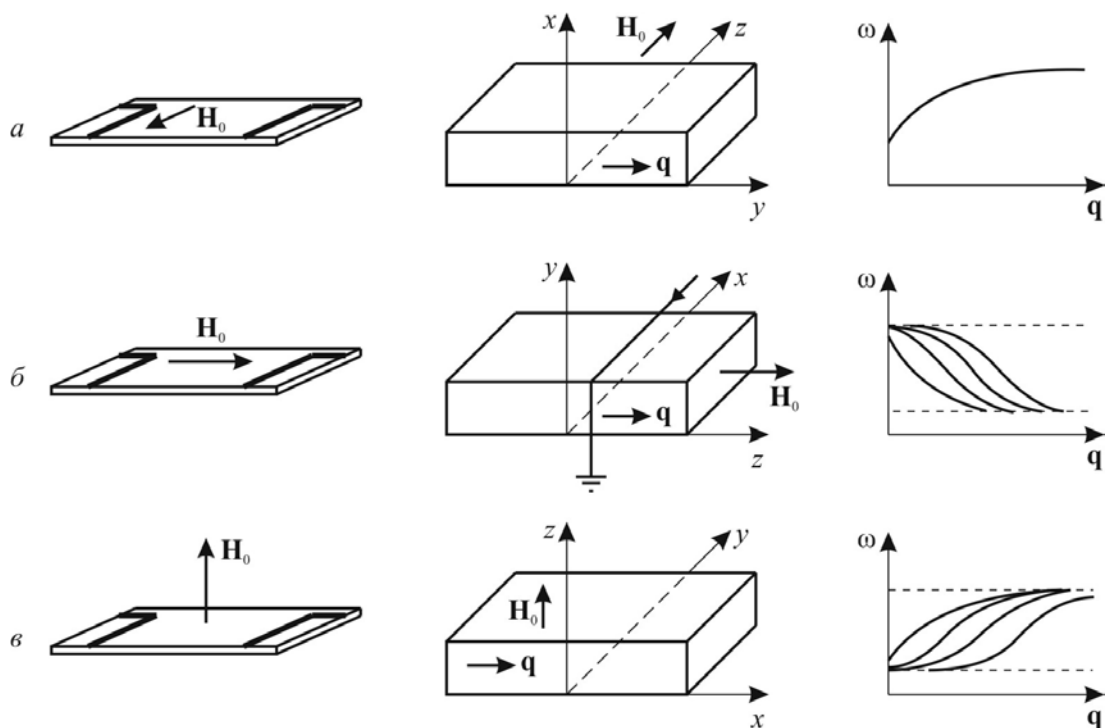


Рис. 8.13. Магнітно-статичні хвилі:

a – поверхнева; *b* – обернена об'ємна; *v* – пряма об'ємна

У плівці завтовшки близько 10 мкм швидкість хвиль перебуває в межах $3 \cdot 10^5 \dots 3 \cdot 10^7$ см/с, а довжина хвилі – від 1 мкм до 1 мм. Магнітно-статичні хвилі легко і з малими втратами збуджуються одним замкненим провідником, причому смуга збудження достатньо широка (довжина хвилі має бути більшою від подвоєної ширини провідника).

Таким чином, за певними властивостями (легкістю збудження, доступністю для впливів на шляху поширення) МСХ є височастотним аналогом поверхневих акустичних хвиль (ПАХ). За більшої швидкості й меншого згасання в діапазоні 1...20 ГГц розміри елементів пристроїв на МСХ та внесені втрати виявляються цілком прийнятними. Перевагою пристроїв на МСХ є можливість змінювати їх параметри, змінюючи зовнішнє магнітне поле. До недоліків МСХ слід віднести сильну дисперсію, високий рівень прямого сигналу (наведення) та інших хибних сигналів, нестабільність параметрів. Однак розробляють методи, що дозволяють керувати дисперсією МСХ, зменшити паразитне відбивання хвиль і поліпшити стабільність пристроїв. Як і в пристроях на ПАХ, істотну роль відіграють відбивні структури МСХ, які створюють у вигляді дрібних канавок або металевих смужок.

Перспективна сфера застосування МСХ – пристрої аналогової обробки сигналів мікрохвильового діапазону (0,5...20 ГГц), подібні до акустoeлектронних пристроїв на поверхневих акустичних хвилях. Це пов'язано з тим, що на частотах, вищих за 3 ГГц, МСХ у монокристалах ЗІГ згасають слабше, ніж поверхневі акустичні хвилі у ніобаті літію. Крім того, завдяки залежності частоти МСХ від зовнішнього магнітного поля у пристроях на МСХ можливе електронне керування амплітудно-частотною характеристикою мікрохвильових сигналів. Перевагою над пристроями на ПАХ є менш жорсткі вимоги до розмірів збуджувальних та приймальних пристроїв.

Для фільтрації, зміни фазових і амплітудно-частотних характеристик мікрохвильових сигналів у пристроях на МСХ застосовують періодичні ґратки у вигляді металізованих смужок, протравлених канавок, іонно-імплантованих структур, на яких МСХ відбиваються відповідно до умов брегівського відбивання. З цією ж метою використовують багат шарові планарні структури (ферит–діелектрик–метал, ферит–діелектрик–ферит й ін.), які змінюють амплітудно-частотну характеристику МСХ залежно від типу структури й товщини складових шарів. Хоча центральні частоти цих пристроїв достатньо високі (3...5 ГГц), інші їх

параметри (добротність резонаторів, коефіцієнт стиснення і квадратичність, фазово-частотні характеристики фільтрів, термостабільність) поки значно поступаються параметрам аналогічних пристроїв на ПАХ.

Дисперсійні характеристики МСХ вимірюють за часом затримки імпульсів МСХ залежно від частоти й зовнішнього магнітного поля. Для вимірювання спектральних залежностей МСХ використовують інтерференцію сигналів швидкої електромагнітної хвилі наведення та прийнятої МСХ. Для діагностики МСХ застосовують індукційні та магнітооптичні методи зондування, які ґрунтуються на ефекті Мандельштама–Бріллюєна щодо розсіювання світла на МСХ. Спектральні та амплітудно-частотні характеристики МСХ використовують для вимірювання параметрів магнітної релаксації, аналізу даних феромагнітного резонансу, визначення ступеня «закріплення» спінів на поверхні, магнітної однорідності планарних структур та інших величин.

Пристрої на МСХ ґрунтуються на поширенні повільних дисперсійних спінових хвиль НВЧ-діапазону в феромагнітних матеріалах із низькими втратами. У стані спокою спіни шикуються в ряд уздовж напрямку постійного магнітного поля. Зі створенням керувального поля, наприклад за допомогою мікросмужкової лінії, виникає збурення, яке поширюється в середовищі, переносючи інформаційний сигнал. На виході відбувається зворотне перетворення магнітного збурення у струм.

Одним з найпростіших пристроїв функціональної магнітоелектроніки є лінія затримки. Пряма об'ємна хвиля поширюється, коли магнітне поле прикладене в напрямку осі z . Магнітно-статична хвиля в цьому разі має нормальну дисперсійну характеристику, за якої час затримки збільшується із частотою сигналу. Якщо магнітне поле прикласти вздовж осі x , то генерується обернена об'ємна хвиля зі спадною залежністю затримки від частоти. Можливий також випадок, коли магнітне поле спрямовано вздовж осі y , тоді МСХ генеруються у приповерхневому шарі ЗІГ і мають властивості, аналогічні до ПАХ.

Пристрої на спінових хвилях можна використовувати на частотах до 20 ГГц. На МСХ розробили й використовують генератори зсуву

частоти радіорелейних ліній зв'язку, фазообертачі, НВЧ-генератори з керованою перебудовою частоти. Всі ці пристрої дозволяють обробляти сигнали в НВЧ-діапазоні.

У цих пристроях донедавна застосовували тільки плівки ЗІГ, вирощені методом рідиннофазної епітаксії (РФЕ) на монокристалічних ГТГ. Для отримання однорідних плівок ЗІГ із товщиною, меншою за 1 мкм, метод РФЕ має технологічні труднощі через острівковий характер зростання на початковому етапі осадження плівки. Нині досліджують методи отримання придатних для пристроїв НВЧ нанорозмірних плівок ЗІГ методами вакуумного напилювання, які дозволяють створювати однорідні плівки завтовшки від десятків нанометрів до кількох мікронів. Необхідність проведення подальших досліджень у цій сфері обумовлена вимогами, які ставлять до приладів нового покоління:

- використанням нових ефектів, що виникають під час поширення спінових хвиль у нанорозмірних плівках;
- забезпеченням єдиного технологічного циклу виготовлення приладів, які мають багат шарову структуру;
- інтегрованістю приладів у пристрої та схеми різного призначення.

Перетворювачі МСХ – це відрізки різних ліній (мікросмушкових або копланарних, ґраток, меандрів і їх поєднань), розміщених на намагніченій феритовій плівці. Перетворювачі МСХ є невід'ємною частиною будь-якого спін-хвильового пристрою та визначають здебільшого його основні характеристики (наприклад, амплітудно-частотну характеристику та внесені втрати фільтрів).

Найбільш перспективними на сьогодні є перетворювачі поверхневих, прямих об'ємних і обернених об'ємних МСХ, для яких вирішено проблему термостабільності.

Характеристики пристроїв оброблення сигналів НВЧ на поверхневих МСХ значною мірою залежать від типу перетворювачів електромагнітної хвилі. Одними з найбільш перспективних є перетворювачі на основі відрізків однобічної копланарної лінії. Широкі можливості мають фільтри з перетворювачами на копланарній лінії, розміщеними над фе-

ритовою плівкою і відокремленими від неї регульованим діелектричним зазором, оскільки за рахунок змінювання розміру зазору можна керувати дисперсією поверхневої МСХ.

Нині найґрунтовніше вивчено закономірності збудження поверхневих МСХ мікросмужковими лініями, відрізки яких найбільш часто застосовують як перетворювачі спін-хвильових пристроїв. Окрім того, останнім часом у сантиметровому діапазоні хвиль використовують прямі об'ємні МСХ, відповідні вузькосмугові фільтри створюють за допомогою багатоелементних перетворювачів. Натомість обернені об'ємні МСХ застосовують у резонаторних фільтрах і квазіоптичних аналогах НВЧ-елементів.

Для збудження і приймання МСХ зазвичай використовують мікросмужковий перетворювач. Структуру найпростішого мікросмужкового перетворювача наведено на рис. 8.14: на діелектричну підкладку 1 нанесено підвідну лінію передачі 2, яка переходить в антену 3, з'єднану з металевою основою 6, що міститься на зворотному боці підкладки, короткозамикальною перемичкою 4. Зверху на підкладку й на провідники нанесено монокристалічну плівку ЗПГ 5, у якій і збуджується МСХ. Можлива конструкція, у якій відрізок вузької металевої смужки наносять на поверхню феритової плівки. Разом із заземленою основою ця смужка утворює короткозамкнену двопровідну лінію, один кінець якої з'єднано із джерелом електромагнітної

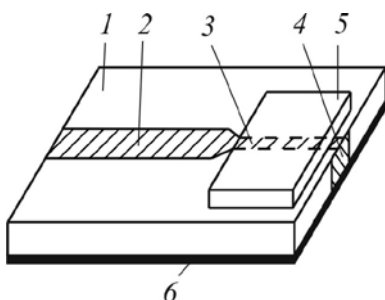


Рис. 8.14. Мікросмужковий перетворювач магнітно-статичних хвиль

потужності. Зазвичай довжину смужки обирають малою, порівняно з довжиною електромагнітної хвилі в такій лінії, тоді другий кінець має бути замкненим (режим КЗ). Якщо ж його залишити розімкненим (режим «холостого ходу» – ХХ), то змінний струм, що проходить по смужці, майже дорівнюватиме нулю, й вона не зможе збуджувати МСХ.

У разі намагніченої феритової плівки, коли збуджуватиметься лише поверхнева МСХ, пряма й обернена електромагнітні хвилі, що утворюють стоячу хвилю у плівці, створять дві пари парціальних поверхневих

МСХ: перша з них поширюється з одного боку від площини симетрії перетворювача, а друга – з другого.

Поширюючись уздовж плівки електромагнітна хвиля згасає за рахунок не тільки дисипації в металевих провідниках і діелектриках, але й збудження поверхневої МСХ. Уважають, що збудження поверхневої МСХ еквівалентне внесенню в лінію деякого додаткового погонного комплексного опору, який називають імпедансом випромінювання $Z_{rad} = R_{rad} + jX_{rad}$. Дисипація в лінії може виникати за рахунок як скінченного омичного опору проводів, так і активної провідності середовища, яке заповнює лінію. Якщо припустити, що зазначена провідність втрат нехтовно мала, то дисипація залежатиме лише від погонного активного опору проводів R_{los} . Тоді частина підведеної електромагнітної потужності, яка припадає на збудження всіх поверхневих МСХ, становитиме $\frac{R_{rad}}{R_{rad} + R_{los}}$, а друга частина перейде в тепло.

Для частотно-селективного збудження МСХ (наприклад, у процесі побудови фільтрів) використовують меандрові або багатоелементні перетворювачі (рис. 8.15), період структури яких має бути меншим від довжини МСХ. У трисантиметровому діапазоні довжина штирів становить одиниці міліметрів, ширина – десятки мікрометрів, кількість штирів – 4...10. Їх наносять на підкладку методом фотолітографії.

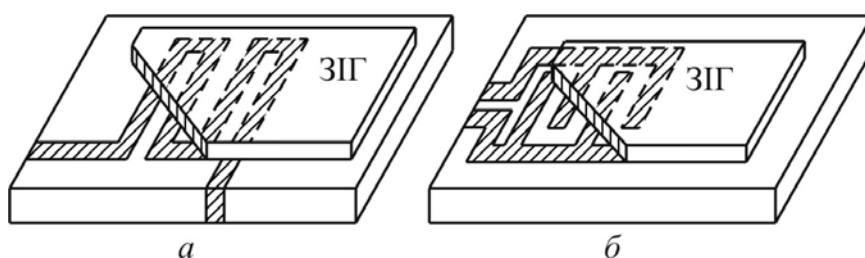


Рис. 8.15. Меандровий (а) та багатоелементний (б) перетворювачі магнітно-статичних хвиль

Лінія затримки на магнітно-статичних хвилях. Найпростішими пристроями на МСХ є лінії затримки – як керовані постійним магнітним полем, так і дисперсійні (із затримкою, що залежить від частоти), – потрібні для оброблення сигналів у сучасних системах радіолокації та

зв'язку. Інтерес до таких ліній затримки зумовлений тим, що швидкість поширення спінових хвиль значно (на декілька порядків) менша від швидкості поширення звичайних електромагнітних хвиль у хвилеводах, тому тих самих затримок можна досягти за суттєво менших розмірів лінії. У разі допустимих втрат такі лінії дозволяють отримати час затримки, регульований у межах $0,01 \dots 1$ мкс.

Бездисперсійні лінії затримки (рис. 8.16) на основі МСХ, що поширюються у намагнічених зовнішнім постійним магнітним полем H_0 плівках ЗІГ, перспективні для застосування у сучасних радіолокаційних і телекомунікаційних системах. На вхідний детектувальний мікросмужковий перетворювач надходить сигнал, який збуджує МСХ, що несуть із за-

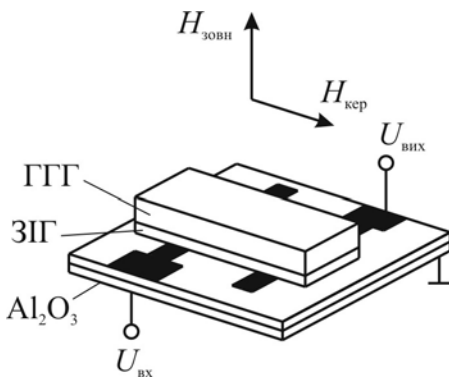


Рис. 8.16. Лінія затримки на магнітно-статичних хвилях

тримкою інформацію на вихідний генерувальний мікросмужковий перетворювач. Швидкість поширення МСХ нелінійно пов'язана із частотою, тому в лініях затримки час затримки залежить від частоти. Для компенсації такої залежності прикладають перпендикулярно спрямоване до плівки ЗІГ магнітне поле. Використовуючи також дві заземлені обкладки, можна змінити параметри поширення МСХ

та забезпечити сталий час затримки у заданому частотному інтервалі.

Відомо чимало способів керування дисперсійною залежністю МСХ, які забезпечують стале значення часу затримки сигналу в деякій смузі частот, серед яких:

- розміщення біля поверхні плівки металевих екранів;
- використання декількох феритових плівок, розділених діелектричними шарами;
- застосування неоднорідних підмагнічувальних полів;
- формування на поверхні плівки системи металевих смужкових відбивних ґраток із плавно змінюваним періодом;
- послідовне ввімкнення двох ліній затримки на МСХ, частотні залежності яких мають протилежний характер.

Вузькосмугові лінії затримки. Основну частину лінії затримки на МСХ показано на рис. 8.17, на якому плівка ЗІГ має товщину 10 мкм, ширину 8 мм і довжину 12 мм. Її вирощено на підкладці ГГГ рідиннофазною епітаксією. Вхідну й вихідну антени нанесено на поверхню плівки з провідників діаметром 100 мкм на відстані 9 мм одна від одної. Плівка ЗІГ намагнічується неоднорідно за допомогою магнітів, розміщених поблизу її поверхні. Полюси магнітів мають увігнуту форму.

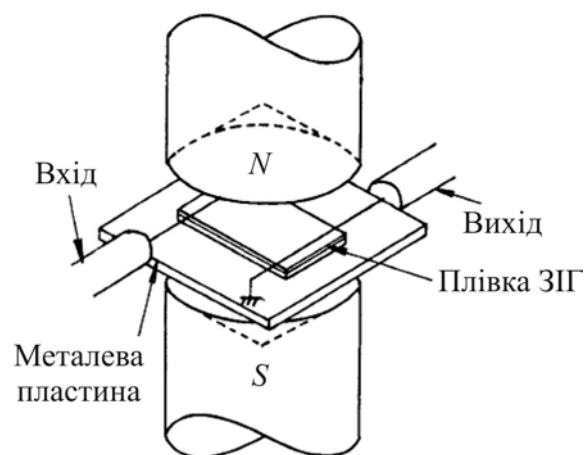


Рис. 8.17. Конструкція лінії затримки

Постійне магнітне поле виміряно за допомогою мініатюрного датчика Холла. У разі зазору 7 мм градієнт магнітного поля становить близько 100 Е/см в околі центра.

Фільтри НВЧ на магнітно-статичних хвилях. На основі МСХ можна створювати електрично перебудовувані смугопрпускні та смугозатримні фільтри і фільтри зі змінною смугою. На рис. 8.18, а показано схему фільтра на МСХ, а на рис. 8.18, б – поперечний переріз вузькосмугового фільтра.

Фільтр складається з плівки ЗІГ, вирощеної методом рідиннофазної епітаксії на підкладці з ГГГ. У фільтрі застосовано перетворювачі у вигляді паралельних смужок та металеві диски на плівці ЗІГ. Центральна частота фільтра визначається напруженістю магнітного поля, прикладеного нормально до плівки. Кількість смужок може бути від 3 до 7, причому більша кількість забезпечує вищий коефіцієнт зв'язку. Металеві диски, навантажені на плівку, працюють як резонатори на МСХ і придушують коливання поза смугою пропускання. Добротність резонаторів на МСХ становить 500...2000, фільтр має внесені втрати 6 дБ у діапазоні 0,7...5,2 ГГц.

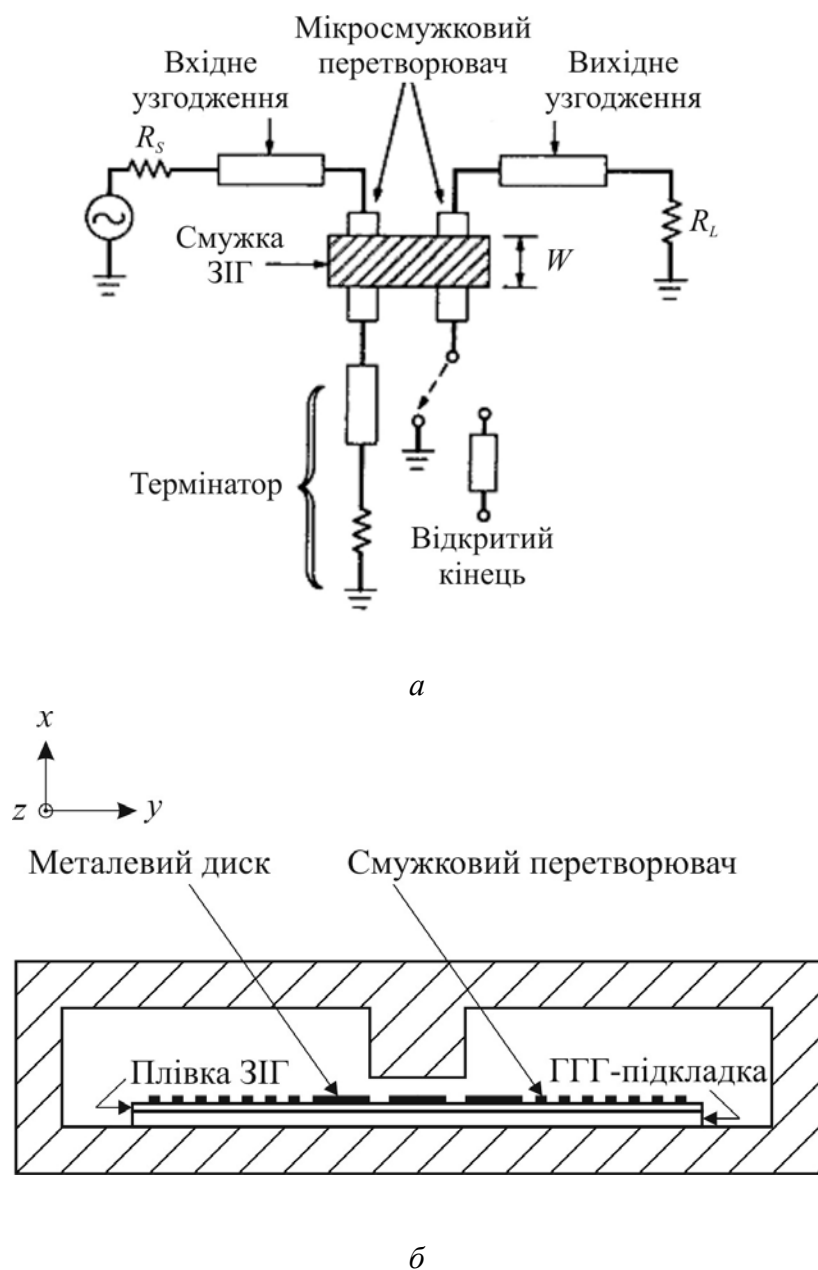


Рис. 8.18. Фільтр на магнітно-статичних хвилях:
а – спрощена схема; б – поперечний переріз

Дещо іншу конструкцію фільтра на поверхневих МСХ схематично показано на рис. 8.19. Плівку ЗІГ на ГГГ-підкладці встановлювали без зазору на мікросмужкову плату. Вхідний перетворювач електромагнітних хвиль і вихідний перетворювач виконано у вигляді несиметричних копланарних ліній. Фільтр вміщується у зазор постійного магніту так, щоб магнітне поле зміщення H прикладалося у площині плівки перпендикулярно до напрямку поширення спінової хвилі.

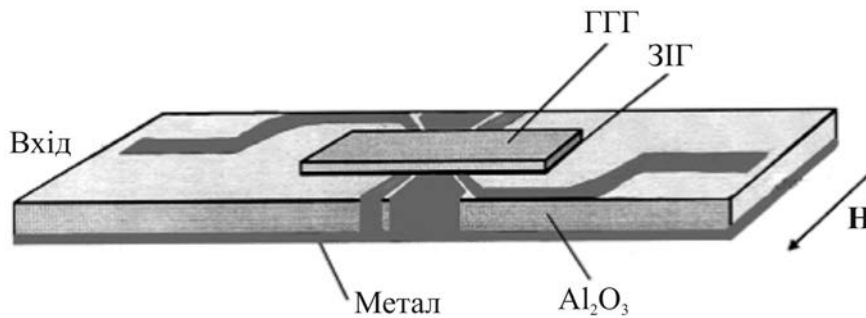


Рис. 8.19. Конструкція фільтра на поверхневих магнітно-статичних хвилях

Інші варіанти застосування МСХ показано на рис. 8.20. Резонатор на діапазон частот 1,8...4,2 ГГц (рис. 8.20, б) складається з мікросмужкового диска, вміщеного в центрі плівки ЗІГ. Внесені втрати становлять 14 дБ, навантажена добротність – 340, а згасання поза смугою пропускання – 25 дБ.

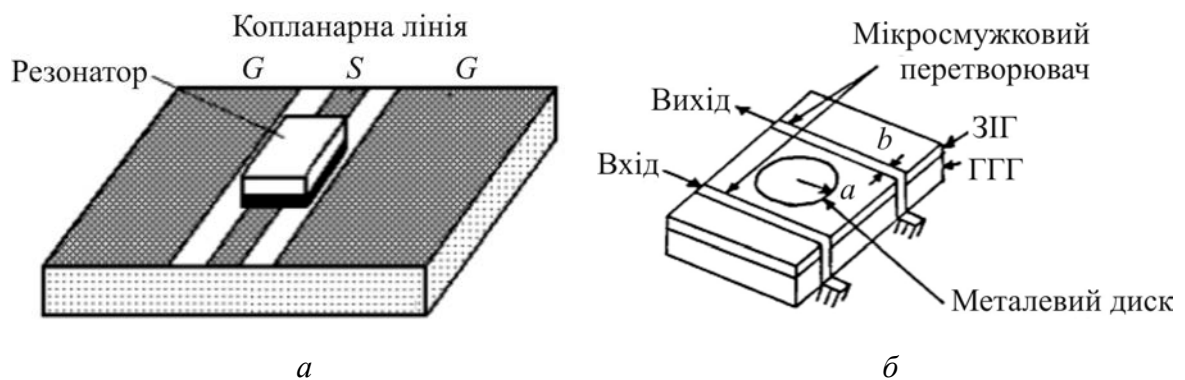


Рис. 8.20. Конструкції резонаторів:

а – режекторного; б – на магнітно-статичних хвилях

Основний елемент перелаштованого генератора лінії затримки на МСХ, який характеризується малим фазовим шумом, показано на рис. 8.21.

Пристрій перетворення спектра НВЧ-сигналів – серродін – зображено на рис. 8.22. Основою його конструкції є лінія затримки, у яку вбудовано котушку підмагнічування для модуляції магнітного поля. Серродін працює в діапазоні частот 2...5 ГГц. Для його динамічної перебудови необхідно змінити магнітне поле на кілька ерстедів за допомогою

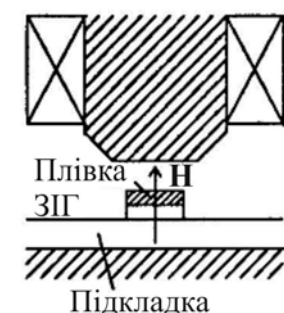


Рис. 8.21. Структура основного елемента генератора на основі лінії затримки на магнітно-статичних хвилях

слабоіндукційних котушок, що входять у пристрій керування серродіном. Динамічний діапазон за вхідним сигналом становить 30...50 дБ,

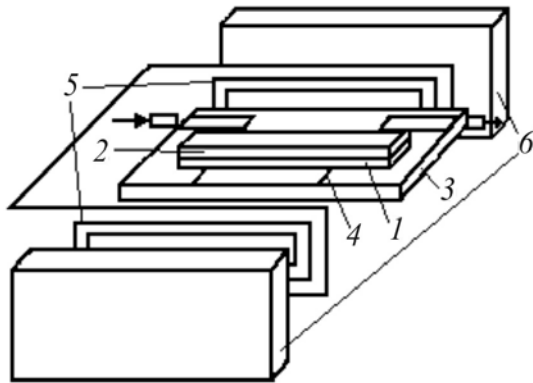


Рис. 8.22. Конструкція серродіну на магнітно-статичних хвилях:
1 – плівка ЗІГ завтовшки 10 мкм;
2 – підкладка з ГТГ; 3 – полікорова пластина; 4 – мікросмужкові перетворювачі;
5 – модулювальні котушки;
6 – самарієкобальтові постійні магніти

керований зсув частот – від десятків герців до десятків кілогерців у разі спотворення спектра частот близько 5 %.

Завдяки унікальним властивостям МСХ прилади на їх основі можна застосовувати фактично для всього спектра задач оброблення сигналів. Окрім технічних застосувань, МСХ становлять значний інтерес з фізичного погляду, оскільки мають низку характерних особливостей, які помітно вирізняють їх серед інших типів хвиль:

- нелінійну дисперсію МСХ;
- спричинений полем підмагнічування сильно анізотропний характер поширення МСХ і, як наслідок цього, неколінеарність фазових та групових швидкостей МСХ;
- невзаємність – змінювання характеристик хвилі зі зміною напрямку зовнішнього поля;
- можливість керування дисперсійними характеристиками за допомогою зовнішнього поля і геометрії структури.

8.6. Радіопоглинальні покриття

Як відомо, метал майже повністю відбиває електромагнітні хвилі, зокрема НВЧ-сигнали. Військова техніка переважно застосовує саме метали, тому радіолокаційні станції (радары) ґрунтуються на виявленні відбиття НВЧ-сигналів від металевих об'єктів. Оборонна радіоелектроніка потребує захисних матеріалів, які б майже не відбивали електромагнітних хвиль. Такі невідбивальні НВЧ-покриття, нанесені на поверхню

об'єктів, виготовлених із металу, перешкоджають виникненню відбитої хвилі.

Коефіцієнт відбиття електромагнітної хвилі від межі поділу може дорівнювати нулю тільки за певного відношення магнітної μ_a і діелектричної ϵ_a проникностей поглинача (абсорбера):

$$\frac{\mu_a}{\epsilon_a} = \frac{\mu_0}{\epsilon_0}, \quad (8.1)$$

де μ_0 і ϵ_0 – магнітна й діелектрична проникності вакууму (фактично це також проникності повітря).

Поки що немає ефективного методу синтезу середовищ, для яких співвідношення (8.1) точно виконувалося б у широкому діапазоні частот. Проте вже давно розроблено радіопоглинальні покриття (РПП), що становлять матеріали, які застосовують для істотного зниження помітності об'єкта («стелс-технологія»), тобто для запобігання виявленню озброєння і військової техніки радіолокаційними засобами супротивника. Варто зауважити, що радіопоглинальні матеріали здатні лише суттєво зменшити *ефективну площу* поверхні розсіювання у певному діапазоні частот радару, але не можуть забезпечити повної «невидимості» об'єкта за інших частот випромінювання. Ефективна площа розсіювання – це площа деякої фіктивної поверхні, яка є ідеальним відбивачем, який, перебуваючи в точці розташування цілі нормально у напрямку опромінення, створює в точці розташування радару ту саму густину потоку потужності, що й реальна ціль. Ефективна площа розсіювання має розмірність площі й вимірюється зазвичай у квадратних метрах. Для конкретного об'єкта вона залежить від його форми, розмірів, матеріалу, з якого його виготовлено, а також від орієнтації відносно приймача й передавача. Радіопоглинальні покриття здатні знизити ефективну площу розсіювання в сотні й тисячі разів.

Радіопоглинальні матеріали застосовують також для покривання внутрішніх поверхонь у високоякісних безлунових камерах, необхідних для розроблення й дослідження радіолокаційних і телекомунікаційних приладів.

Під час взаємодії електромагнітного випромінювання з РПП відбуваються процеси поглинання, інтерференції та розсіювання радіохвиль (унаслідок структурної та геометричної неоднорідності матеріалу). Радіопоглинальний матеріал є мікрохвильовим пристроєм-поглиначем, здатність поглинати високочастотне випромінювання якого залежить від його складу й структури. Відомі РПП не забезпечують поглинання випромінювання будь-якої частоти, оскільки матеріал певного складу характеризується кращою поглинальною здатністю лише за певних частот. Отже, не існує універсального поглинального матеріалу, пристосованого для поглинання випромінювання радіолокаційної станції в усьому частотному діапазоні.

Розрізняють, щонайменше, три типи РПП: резонансні, нерезонансні магнітні шари й нерезонансні об'ємні матеріали. У резонансних пристроях зазвичай використовують шари діелектриків і провідників; у нерезонансних покриттях – магнітні матеріали.

Резонансні (частотноналаштовані) РПП забезпечують часткову або повну нейтралізацію сигналу, відбитого від поверхні поглинача, частиною сигналу, що пройшла по товщині матеріалу. Ефект нейтралізації найбільш суттєвий у разі, якщо товщина поглинача дорівнює одній чверті довжини хвилі випромінювання, тоді відбита поверхнею поглинача хвиля перебуває «у протифазі» з падаючою хвилею. Резонансні матеріали наносять на ті поверхні об'єкта маскування, що відбивають випромінювання. Товщина РПП відповідає чверті довжини хвилі випромінювання радара. Падаюча енергія високочастотного випромінювання відбивається від зовнішньої та внутрішньої поверхонь РПП з утворенням інтерференційної картини нейтралізації вихідної хвилі. Зниження рівня відбитого сигналу досягають за рахунок протифазного накладання хвиль, що відбилися від металевої поверхні об'єкта, діелектричних прошарків і електропровідних шарів. Відхилення очікуваної частоти випромінювання від розрахункової призводить до погіршення характеристик поглинання, тому цей тип РПП ефективний для маскування тільки від випромінювання радара, який працює на стандартній, незмінній моночастоті.

Нерезонансні магнітні РПП містять частинки фериту, розподілені в епоксидному пластику або в іншому покритті. Оскільки нерезонансні магнітні РПП розсіюють енергію високочастотного випромінювання по великій поверхні, то покриття є *абсорбером*, тобто воно перетворює електромагнітне випромінювання на тепло. Основна перевага нерезонансних магнітних РПП полягає в їх широкосмуговості – ефективному поглинанні випромінювання в *широкому діапазоні частот*. (Ефективність резонансних РПП, навпаки, обмежена лише вузьким діапазоном частот випромінювання).

Нерезонансні об'ємні РПП зазвичай мають вигляд порівняно товстих шарів, що поглинають більшу частину падаючої енергії, усуваючи можливе відбиття хвилі від металевої задньої пластини. Принцип їх роботи полягає у використанні як діелектричних, так і магнітних втрат за рахунок додавання сполук фериту, інколи вводять графіт у пінополіуретанову матрицю, а також градієнтні РПП – багат шарові структури з плавним або східчастим змінюванням по товщині комплексної діелектричної або магнітної проникності. Крім того, у напрямку до металевої поверхні (яку захищають) прагнуть забезпечити збільшення тангенса кута діелектричних втрат, однак цей тип РПП технологічно складно виготовляти.

Одним з найбільш відомих типів РПП є покриття *«iron ball paint»*, яке містить мікросфери карбонільного заліза або фериту. Таке покриття використовується зокрема на розвідувальному літаку «Локхід» (США) зі спеціально розробленою конструкцією планера, яка не містить вертикальних поверхонь. Під час опромінення радіохвилями частинки фериту, що містяться у покритті, під дією змінного магнітного поля починають коливатися, перетворюючи енергію високочастотного випромінювання на тепло, яке розсіюється. Другий тип РПП, що працює за аналогічним принципом магнітних втрат, виконано у вигляді листів неопренового каучуку, наповнювачем якого є зерна фериту й частинки графіту, рівномірно розподілені у полімерній матриці. Плитки такого матеріалу наклеювали на модифікаціях літака F-117

(США). Покриттям з мікросферами фериту заповнювали також зазори між плитками РПП.

Розроблені останнім часом РПП ґрунтуються на композиції феромагнітної рідини й немагнітних матеріалів. У разі використання таких РПП зі зменшеною здатністю відбиття електромагнітних хвиль досягають істотного зниження радіолокаційної помітності літальних апаратів.

Резюме

1. Ферити – магнітновпорядковані магнетики, що поєднують властивості феромагнетиків (високу магнітну проникність) і антиферомагнетиків (значний електричний опір), – набули великого значення у практичних застосуваннях техніки НВЧ. У мікрохвильовому діапазоні застосовують різні за складом ферити, включаючи нікелеві, магнієві ферити, а також залізоітрієві гранати.

2. Швидкість поширення та згасання НВЧ-хвилі, а також конфігурація електромагнітного поля і поляризація НВЧ-сигналів, що проходять крізь ферити, залежать від прикладеного ззовні магнітного поля, тому ферити використовують як пристрої розв'язки, циркулятори, фільтри й фазообертачі.

3. Робота феритових функціональних пристроїв визначається особливостями поширення електромагнітних хвиль у лініях передачі НВЧ, що містять феритові елементи. Їх характеристики описуються тензорами другого рангу: тензорами магнітної та діелектричної проникності. Для НВЧ основну роль відіграють недіагональні компоненти тензора магнітної проникності, тобто середовище є *магнітногіротропним*. Отже, ферити можуть обертати площину поляризації лінійнополяризованих електромагнітних хвиль.

4. Вентильний ефект у феритах полягає в тому, що згасання НВЧ-хвилі, яка проходить крізь ферит, залежить від напруженості прикладеного ззовні магнітного поля. Якщо НВЧ-сигнал поширюється лінією передачі таким чином, що магнітне поле НВЧ-сигналу напрямлено протилежно

до магнітного поля фериту, то згасання не відбувається. Однак якщо НВЧ-сигнал поширюється у хвилеводі у протилежному напрямку так, що орієнтації магнітних полів збігаються, то цей сигнал майже цілком поглинається.

5. У циркуляторах використовують ефект Фарадея. Силу магнітного поля і довжину феритових стрижнів підбирають таким чином, щоб площа поляризації хвилі, яка пройшла через феритовий стрижень, поверталась у заданому напрямку. Швидкість поширення електромагнітної хвилі у фериті залежить від прикладеного ззовні магнітного поля. У прямому й зворотному напрямках швидкість поширення мікрохвильового сигналу в фериті різна, оскільки залежить від того, чи збігаються за напрямками магнітні поля НВЧ-сигналу й фериту. З огляду на це можливе розділення НВЧ-каналів.

6. Феритові фазообертачі можна класифікувати як взаємні та невзаємні, керовані й гістерезисні, аналогові та дискретні. У взаємних пристроях диференціальний фазовий зсув однаковий для хвиль, що поширюються в зустрічних напрямках; у невзаємних фазообертачах фазовий зсув можливий тільки в одному напрямку. Керовані пристрої потребують постійної наявності магнітного поля для підтримки заданого стану. Аналогові пристрої реалізують неперервне змінювання фазового зсуву відповідно до змін керувального поля, а дискретні пристрої – стрибкоподібне змінювання внесеного фазового зсуву.

7. Магнітно-статичними називають спінові хвилі, швидкість яких набагато менша від швидкості світла. Зазвичай довжина хвилі достатньо велика, тому можна нехтувати обмінною взаємодією. Магнітно-статичні хвилі збуджуються неоднорідним магнітним полем, що створюється у фериті струмом, який проходить по металевому провіднику, розміщеному на поверхні досліджуваного зразка (плівки).

8. Магнітно-статичні хвилі мають низку характерних особливостей, які помітно вирізняють їх серед інших типів хвиль: нелінійну дисперсію МСХ; зумовлений полем підмагнічування сильно анізотропний характер поширення; неколінеарність фазових і групових

швидкостей МСХ; невзаємність – змінювання характеристик хвилі зі зміною напрямку зовнішнього поля; можливість керування дисперсійними характеристиками за допомогою зовнішнього поля і геометрії структури.

9. Магнітний резонанс на НВЧ, який супроводжується значними втратами НВЧ-енергії, використовують для покриттів, які не відбивають сигнал радара і захищають металеві поверхні військової техніки (передусім поверхні літаків).

9. НАНОБІОМАГНЕТИЗМ

Нанобіомагнетизм – це важливий науковий напрям на перетині наномагнетизму й медицини, зосереджений на біологічних системах та процесах. Магнетизм є невід’ємною частиною життя – від наявності магнітного заліза у крові до механізмів орієнтації за магнітним полем Землі птахів і бджіл. Магнітні компоненти, що вміщують залізо, відіграють важливу роль у багатьох аспектах людської фізіології.

Здатність магнітів діяти на об’єкти на відстані робить їх цінним медичним інструментом. Наприклад, за допомогою магнітів видаляють шпильки, кулі та осколки гранат, а також залізні стружки з ока. Винахід сильніших і менших за розміром постійних магнітів уможливив більш делікатні застосування, такі як тимчасова фіксація протезів у стоматології, керування катетерами, що переміщуються у межах мозку або через тіло.

Нанорозмірні матеріали мають особливе значення для біомедичних застосувань, тому що їх розмір сумірний із розмірами клітин (10...100 мкм), вірусів (20...450 нм), білків (5...50 нм) і генів (2 нм завширшки і 10...100 нм завдовжки). Наночастинки достатньо малі, щоб рухатися всередині тіла, не порушуючи його нормального функціонування, і можуть мати доступ до недосяжних іншими методами місць.

9.1. Магнітні біоматеріали

Використання *in vivo* (всередині організму) магнітних біоматеріалів обмежено, оскільки це вимагає строгої біосумісності. До матеріалів, що застосовують *in vitro* (поза межами тіла), вимоги менш суворі, але в будь-якому разі методи дослідження живих клітин мають урахувати вплив матеріалів на досліджуваний зразок. Окрім біосумісності, матеріали мають бути здатними взаємодіяти з однією або декількома молекулами, зберігати свої магнітні властивості протягом необхідного часу у водних середовищах із різним рівнем pH , не повинні занадто швидко виводитися з організму.

У переважній більшості досліджень у цій галузі використовують частинки оксиду заліза, тому що вони мають високу біосумісність, їх створюють різними способами й різних розмірів, а також вони можуть бути суперпарамагнетиками або феромагнетиками. Крім того, оксид заліза засвоюється організмом до елементарного заліза й кисню за допомогою гідролітичних ферментів тіла. Було показано на тваринах, що внутрішньовенні ін'єкції, які містять до 250 мг заліза на 1 кг маси тіла, не спричиняють хронічного або гострого токсичного ефекту, а дози 1...3 мг заліза на кілограм маси тіла були клінічно випробувані на людині.

Недоліком оксидів заліза є порівняно низька магнітна сприйнятливість, тобто наночастинки заліза мають на порядок більшу сприйнятливість, ніж мікроскопічні частинки оксиду заліза, але наночастинки легко окиснюються і не такі біосумісні, як оксиди. Частинки сполуки FeS, які утворюються механічним подрібненням або хімічним відновленням, використовують у клінічних випробуваннях для створення гіпертермії та доставки ліків. Ці частинки біосумісні, й вуглець у їх складі може допомогти у нейтралізації медикаментозної токсичності за допомогою фізичної адсорбції.

Покривання частинок полімером може підвищити їх стійкість до окиснення та фагоцитозу, колоїдну стабільність, здатність функціонувати, механічну стабільність і біосумісність. Багато полімерів є біосумісними та їх використовують як покриття для металевих або керамічних частинок.

Частинки, введені у кровотік, швидко покриваються циркулюючими компонентами, зокрема білками плазми, після чого захисна система організму захоплює та виводить ці частинки з організму. Більшість наночастинок можна видалити з кровообігу лише за 15 хв, при цьому час видалення частинки залежить від розміру, заряду, кількості й характеру функціональних груп на поверхні частинки.

Для цільового транспортування наночастинок в організмі людини необхідно, щоб вони перебували у стані суспензії у розчині на водній

основі. Застосування *in vitro* також зазвичай вимагає водного середовища. Магнітні наночастинки мають залишатися у стані суспензій у рідині й не групуватися через магнітну взаємодію.

Магнітні частинки в розчині зазнають двох видів релаксації: броунівську релаксацію та релаксацію Неєля. Час броунівської релаксації

$\tau_\beta = \frac{3\eta V_H}{k_B T}$, де V_H – гідродинамічний об'єм частинки; k_B – стала Больцмана; T – температура; η – динамічна в'язкість рідини. Час релаксації

Неєля $\tau_N = \tau_0 e^{\frac{\Delta E}{k_B T}}$, де ΔE – енергетичний бар'єр; $\tau_0 \sim 10^{-9}$ с. Параметр ΔE зазвичай розраховують як добуток анізотропії K та магнітного об'єму V : $\Delta E = KV$. Швидкість релаксації по-різному впливає на зниження рухливості наночастинок. Броунівський час релаксації можна змінити за рахунок зміни в'язкості носія, в той час як релаксація Неєля має бути незалежною від рідини-носія.

9.2. Особливості феритину

Феритин – це один з найважливіших магнітних біоматеріалів, що забезпечують життєдіяльність людини. У природі є матеріали з молекулярними порожнинами, заповненими нанорозмірними магнітними частинками, наприклад природне залізо в організмі, яке зазвичай перебуває у формі феритину.

Феритин – біологічна молекула, яка складається з двох компонентів: білкової «раковини» та кристалічної «серцевини» у вигляді колоїдного гідроксида заліза. Повністю насичена залізом молекула феритину містить заліза до 27 % своєї молекулярної маси. Білкова оболонка феритину має форму порожньої сфери, внутрішній діаметр якої дорівнює 7,5 нм, а зовнішній – 12,5 нм. Ця молекула в біологічних системах відіграє роль «сховища» заліза Fe^{3+} в організмі: одна чверть заліза, наявного в тілі людини, міститься в молекулах феритину, а 70 % – у гемоглобіні.

Порожнина феритину за нормальних умов заповнена квазікристалічним оксидом заліза $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$, який з навколишнього розчину

потрапляє в порожнину молекули, у якій кількість атомів заліза змінюється від декількох одиниць до декількох тисяч. Залежно від кількості й типу частинок у порожнині молекула може бути як феромагнітною, так і антиферомагнітною.

За дуже низьких температур у феритині відбувається і квантове тунелювання (рис. 9.1), за якого навіть у нульовому магнітному полі за температури 0,2 К намагніченість когерентно тунелює між двома мінімумами.

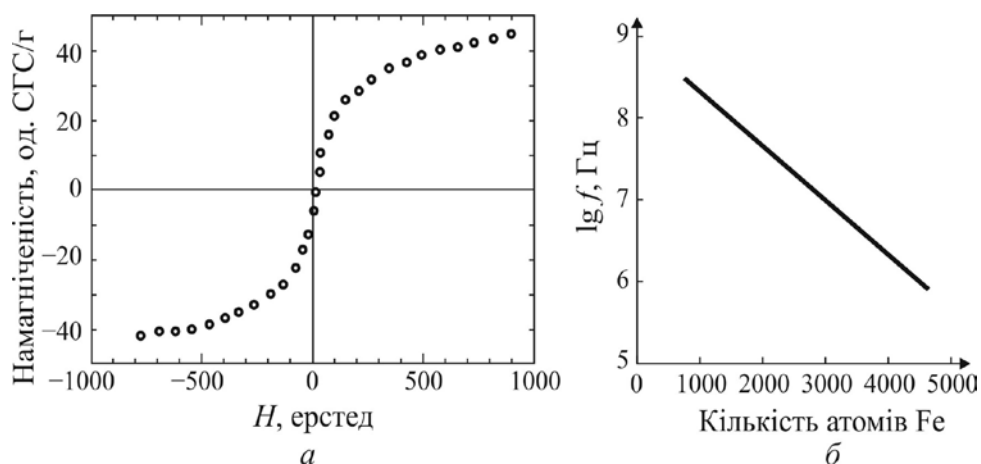


Рис. 9.1. Магнітні властивості феритину:

a – крива намагнічення; b – залежність резонансної частоти від кількості атомів заліза в порожнині молекули

Про ефект тунелювання свідчить резонансна лінія в частотній залежності магнітної сприйнятливості. Результати вимірювання резонансної частоти магнітної сприйнятливості залежно від кількості атомів заліза в кожній молекулі показано на рис. 9.1, b , на якому бачимо, що частота знижується від $3 \cdot 10^8$ Гц для 800 атомів до 10^6 Гц для 4600 атомів у кластері. У разі впливу зовнішнього магнітного поля резонанс зникає, оскільки симетрія подвійної потенціальної ями порушується.

9.3. Біозахоплення та розділення магнітних біоматеріалів

Деякі магнітні матеріали легко захоплюються всіма типами клітин, тоді як інші – лише певними типами. Недоліком системного лікування є те, що ліки можуть негативно впливати на здорові клітини, наприклад під час хіміотерапії в онкології. Часто деякий тип молекул потрібно

відокремити від інших для подальшого дослідження, тому розрізняти типи клітин дуже важливо. Наночастинки класифікують за фізичною, хімічною або магнітною здатністю до захоплення.

Частинки з певною здатністю до захоплення мають специфічні поверхневі особливості, зокрема гідрофобність, електричний заряд або pH , які спричиняють реакції, які дозволяють наночастинці «приклеїтися» до клітини або ввійти в неї. Такий механізм використовують для самоочищення певних органів або організму в цілому. Наночастинки можуть бути напрямлені на певні патології, такі як пухлина або запалення тканин.

Частинки із *хімічною здатністю* до захоплення використовують в умовах, які підвищують вибірковість зв'язування, а частинки з *магнітною здатністю* до захоплення – для такої терапії, коли хімічні властивості зв'язування з певним типом клітин обмежені. Магнітна сила для частинки з магнітним моментом m у градієнтному полі $F_m = m\nabla H$. Сила магнітної орієнтації протидіє силі, пов'язаній з лінійним кровотоком, який становить близько 0,05 см/с у капілярах, близько 10 см/с в артеріях і 50 см/с в аорті.

Точність орієнтації магнітного зв'язування також залежить від глибини розміщення тканини-мішені в організмі: для таких органів, як печінка й легені вона нижча, ніж для органів-мішеней, розміщених ближче до поверхні. Найбільшою проблемою є створення фокусувального поля потрібної амплітуди й градієнта з достатньо великим моментом.

Магнітне спрямування частинок значно зменшує їх рух до небажаних органів і тканин під час накладання магнітного поля. Наночастинки, наприклад FeC розмірами до одного мікрметра, можуть бути спрямовані до різних органів, таких як печінка, легені, мозок, але ці частинки утримуються переважно протягом часу дії магнітного поля.

Одним з нових підходів до магнітного спрямовування є феромагнітне засівання, коли нанорозмірні феромагнітні частинки (докери) вводять в організм за допомогою катетера. Докер збільшує магнітний градієнт зовнішнього магнітного поля, що дозволяє істотно знизити напру-

женість цього поля. Такий метод натеper широко використовують для стентування (встановлення в місці звуженої ділянки артерії стента – особливого дротяного каркаса, який утримує просвіт артерії вільним і прохідним) під час лікування захворювань судин.

Виявлення специфічних молекул має вирішальне значення для діагностики, лікування та профілактики хвороб. Розроблення швидких, портативних електронних аналізаторів, здатних виявляти деякі види речовин, стає надзвичайно актуальним через загрозу біологічного й хімічного тероризму. Магнітне розділення застосовують у різних галузях техніки, зокрема для відокремлення олова від неіржавійної сталі під час перероблення металів, чистих природних алмазів – від алмазів із вкрапленнями інших (магнітних) мінералів.

Лише невелика кількість клітин має достатні природні магнітні властивості, щоб їх можна було відокремити завдяки власному магнетизму, тому клітини мають прикріплюватися до магнітних нано- або мікрочастинок із таким значенням магнітного моменту, яке легко виявити. Вперше *магнітне сортування клітин* було запропоновано використовувати для поверхневих маркерів клітинних рецепторів. Цей метод дозволяє виокремити клітини-мішені прямо з крові, кісткового мозку та інших рідин у короткі терміни за рахунок швидкої кінетики реакції. Обмежувальним фактором є пошук молекул з високою специфічністю до потрібних клітин-мішеней.

Магнітне сортування відбувається у три етапи: позначення, або маркування, потрібних клітин за допомогою магнітних маркерів; відокремлення клітин, що мають магнітні маркери, від непозначених клітин; вимірювання магнітних властивостей речовини для визначення кількості маркованих клітин.

Для відокремлення маркованих клітин від немаркованих використовують магніт (рис. 9.2), а як матеріал для маркування – полімери, в які вбудовують магнітні матеріали.

Постійний магніт можна використати для того, щоб або відхилити, або притягнути марковані клітини. Магнітна сила, що діє на магнітні

носії, $F_b = \frac{1}{2\mu_0} \Delta\chi V_H \nabla B^2$, де F_b – сила, яка діє на один носій; ∇B – градієнт магнітного поля; V_H – гідродинамічний об'єм магнітного носія; $\Delta\chi$ –

різниця магнітної сприйнятливості магнітних носіїв і середовища. Ця відхильна сила протидіє тягнучій силі F_d частинки в рідині, яка дорівнює $F_d = 3\pi v_m D_H \eta$, де D_H – гідродинамічний діаметр магнітного носія; v_m – швидкість магнітного носія; η – в'язкість рідини.

Методи магнітного сортування мають високу вірогідність виявлення і моніторингу бактеріальних, вірусних та інших патогенних забруднень у реальному масштабі часу.

Магніторезистивні пристрої детектують поле розсіювання магнітних мікро- або нанополімерних краплинок (рис. 9.3). Для маніпулювання магнітними частинками можна використовувати мікросхеми, які виготовляють за допомогою літографії.

Виявляти кілька видів молекул за допомогою одного чипа можна, встановлюючи досліджувані молекули (зазвичай молекули ДНК) на

полімерний шар, який покриває датчик (рис. 9.4). Досліджуваний зразок ДНК прикріплюють до полімерного шару на мікросхемі (1), потім вводять зразкову ДНК, помічену молекулами, наприклад біотином, і вони зв'язуються (2). Надлишки видаляють, а молекули, що зв'язалися з біотином (або стрептавідином), приєднують магнітні маркери (3).

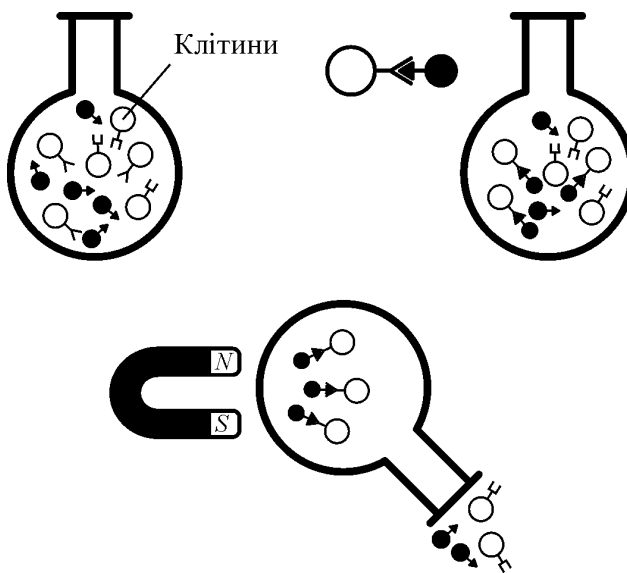


Рис. 9.2. Схематичне зображення процесу магнітного розділення клітин

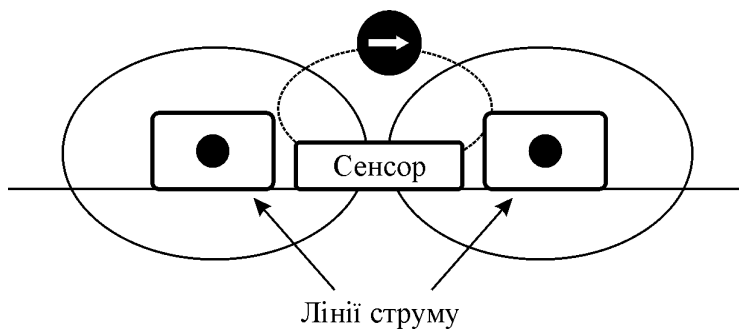


Рис. 9.3. Детектування поля розсіювання магнітномаркованих клітин за допомогою магніторезистивних датчиків

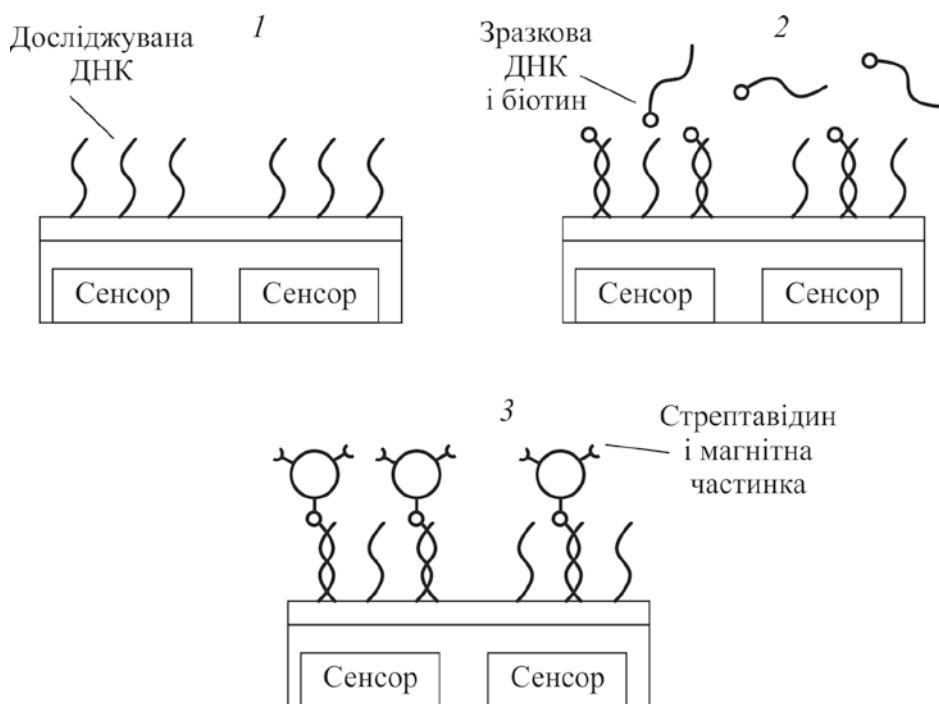


Рис. 9.4. Процес виявлення ДНК за допомогою магніторезистивного пристрою

Зразкова ДНК комплементарна до досліджуваних молекул ДНК і маркована найчастіше за допомогою біотину. Магнітні мікросфери зв'язані зі стрептавідином, що приєднується до біотину, тому вони зв'язуються з біотином, наявним тільки на успішно захоплених ДНК.

Сигнал, вимірюваний датчиком, можна використовувати для встановлення кількості досліджуваних молекул у певний момент. Відгук на датчику визначає дотичну компоненту поля розсіювання, індукованого намагніченими мікросферами. За допомогою сенсорів було виявлено такі низькі концентрації, як 3 пг/мл. Підвищують чутливість методу за рахунок введення сенсорних елементів на тунельному магнітоопорі та зменшення магнітних маркерів.

Альтернативний метод для виявлення біологічних молекул ґрунтується на змінюванні броунівської релаксації під час зв'язування. Частота релаксації наночастинок змінюється, коли вони зв'язуються з іншими молекулами, оскільки збільшуються їх гідродинамічні розміри. Зсув частоти має бути пропорційним гідродинамічним розмірам наночастинок, що дозволяє розпізнавати досліджувані молекули з різними розмірами. Основна перевага цього методу – наявність сигналу як до, так і після зв'язування, що враховують під час перевірки надійності.

9.4. Молекулярна магнітнорезонансна томографія

Натепер у медицині застосовують чимало різних технологій отримання зображення внутрішньої структури тіла, зокрема комп'ютерну томографію, близькоінфрачервону флуоресценцію, спектроскопію позитронного випромінювання та магнітнорезонансну томографію (МРТ). Ці технології дозволили медицині зробити істотний прорив у сфері діагностики й лікування.

Більшість біологічних процесів і захворювань пов'язані з процесами молекулярного та клітинного рівня, тому точні спостереження за ними дуже важливі. Однак класичних методів візуалізації в цілому недостатньо для такої «молекулярної візуалізації», тому потрібно розробити системи візуалізації з високою роздільною здатністю, які могли б ґрунтовно досліджувати біологічні процеси на молекулярному й субклітинному рівнях.

Використання неорганічних наночастинок як зондів дасть змогу революціонізувати звичайні системи оброблення зображень. Неорганічні наночастинок з поліпшеними оптичними й магнітними властивостями, що впливають із нанорозмірних квантових властивостей, значно підвищують чутливість і роздільну здатність зображень. Невеликий розмір наночастинок, порівнянний з розмірами біологічних функціональних одиниць (наприклад, білків), робить їх ідеальними для спостереження і стеження за молекулярними подіями.

Натепер, коли завдяки швидкому прогресу в галузі молекулярної біології доступні різноманітні молекулярні маркери для різних біологічних подій, сполучення неорганічних наночастинок з біоактивними молекулами дозволяє відстежувати молекулярні порушення.

Нині МРТ є одним з найпотужніших медичних діагностичних інструментів передусім завдяки своїй неінвазивній природі й багатовимірним можливостям у поєднанні з високою роздільною здатністю. З погляду чутливості МРТ поступається іншим інструментам, однак її можна суттєво покращити за допомогою контрастних агентів на основі магнітних наночастинок.

У магнітному полі (H) магнітні наночастинки намагнічуються і генерують індуковане магнітне поле (δH), яке збурює процес магнітної релаксації протонів у молекулах води,

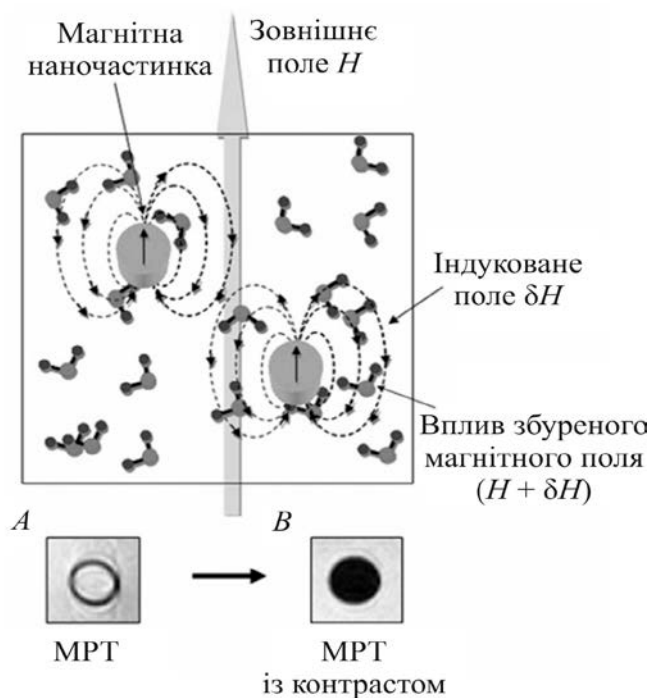


Рис. 9.5. Вплив магнітних наночастинок на МРТ-зображення

які оточують магнітні наночастинки (рис. 9.5). Це, у свою чергу, приводить до зменшення часу спін-спінової релаксації протонів i , як наслідок, зниження потемніння МРТ.

Час спін-спінової релаксації протонів τ залежить від магнітного моменту наночастинок. Нещодавно було продемонстровано магнітний ефект, що пов'язує нанорозмірні властивості оксиду заліза, магнетизм і релаксацію із часом τ .

Електронна мікроскопія на просвічування свідчить про високу дисперсність магнітних наночастинок оксиду заліза з розмірами 4, 6, 9 та 12 нм відповідно (рис. 9.6). Ці магнітні наночастинки вказують на залежність значень магнітних моментів від розмірів частинок.

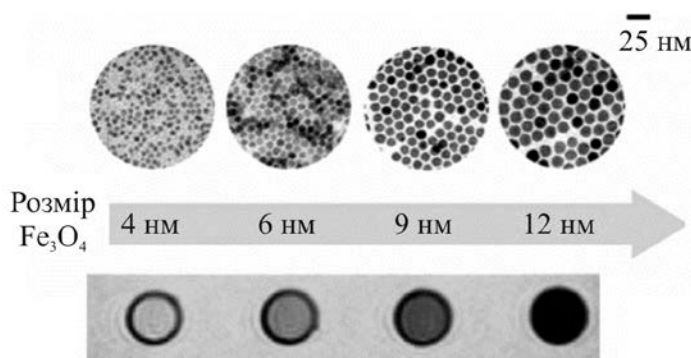


Рис. 9.6. Вплив розміру магнітної наночастинки оксиду заліза на сигнал індукованого магнітного резонансу за різних нанокристалів Fe_3O_4

Так, у разі збільшення розмірів наночастинок від 4 до 6, 9 та 12 нм значення намагніченості їх маси у полі 1,5 Тл змінюється від 25 до 40, 80 та 100 *ети* (електромагнітних одиниць). Така тенденція чітко відображається

на залежних від τ МР-зображеннях, тобто зображення поступово змінюють свій колір від чорно-білого до сірого.

Ефект МРТ-контрасту, який залежить від магнітних наночастинок, дає можливість ідентифікувати різні біологічні процеси. Наприклад, магнітні наночастинок з розмірами більше 30 нм використовують для отримання зображення фагоцитозу.

Коли магнітні наночастинок оксиду заліза сполучені з біологічно активною речовиною (наприклад, антитілом), то результуюча сполука оксиду заліза й біомолекули має подвійну функціональність МРТ-контрасту зі здатністю розпізнавати певні типи біологічних молекул. Ці сполуки функціонують як *молекулярні зонди*, які можуть надати інформацію про різні молекулярні та біологічні події, що відбуваються в досліджуваних тканинах (рис. 9.7).



Рис. 9.7. Молекулярні зображення біологічних систем, отримані за допомогою контрастної магнітнорезонансної томографії

9.5. Доставляння ліків

Контрольоване доставляння ліків має велике значення для покращення ефективності препаратів та зручності пацієнтів, а також дозволяє зменшити загальну дозу ліків на 50...80 %, тоді як дозування в органі-мішені збільшується, а системне поглинання ліків знижується. Захист ліків, поки вони не досягають органу-мішені, підвищує ефективність

використання препаратів, які мають короткий період напіврозпаду в організмі.

Наночастинки почали використовувати для доставляння ліків, починаючи приблизно з 1970 року, коли їх було розроблено як носії для вакцин і протипухлинних препаратів. У ідеалі наночастинки для доставляння ліків мають ефективно приєднувати достатньо велику масову частку (навантаження) препарату, утворювати стабільні суспензії у водному середовищі, бути біосумісними й піддаватися біологічному розпаду, і не повинні занадто швидко виводитися з кровотоку. Головною перевагою магнітних наночастинок з погляду доставляння ліків є можливість використовувати магнітні властивості або для обмеження області доставляння ліків за допомогою магнітного позиціювання, або для дистанційного вивільнення ліків. Препарат може бути вміщений у наночастинки, може бути зв'язаний з ними чи адсорбуватися на їх поверхні.

Більшість магнітних наночастинок, які використовують для доставляння ліків, ґрунтуються на оксиді заліза або сполуках заліза та вуглецю. Ліки для хіміотерапії в онкології (мітоксантрон, доксорубіцин та інші) зв'язуються з оксидом заліза або з розчином FeCl_3 за допомогою магнітного націлювання. Для дистанційної активації ліків і контролю за швидкістю їх вивільнення використовують магнітні поля.

Полімерні сфери, заповнені магнітними наночастинками й ліками, піддаються впливу змінного магнітного поля, яке створює невеликі тріщини в полімері, зумовлені напруженням. Тріщини дозволяють рідині увійти у сферу та вивести ліки. Застосування магнетизму як механізму «вивільнення на замовлення» може бути корисним для інсулінозалежних діабетиків.

Нині розроблено магнітні капсули з двох або більше частин, які скріплюються магнітним способом. Розмагнічування магнітних капсул імпульсами протилежної магнітної полярності дозволяє капсулі відкритися. Складові частини капсули достатньо малі, тому легко виводяться з організму пацієнта. За допомогою капсул, менших, ніж ті, що тепер використовують для ендоскопії, можна доставляти ліки у шлунково-кишковому тракті.

Наносфера – це суцільна полімерна матриця, на якій розподіляється активна речовина, а нанокапсула – полімерна оболонка, що оточує наповнену речовиною порожнину. Ці типи наночастинок відрізняються за вивільненням активної речовини, яке з наносфер відбувається за експонентою (залежність об'єму вивільненої речовини від часу), а з нанокапсул – протягом деякого часу константно.

9.6. Магнітна гіпертермія

Перегрівання організму людини вище 42 °С призводить до суттєвих порушень у системах життєзабезпечення і теплового удару. З подальшим підвищенням температури відбувається необоротне порушення структури й функції білкових молекул в організмі, несумісне з життям. У зв'язку з цим усе більшого значення набувають методи місцевої (локальної) гіпертермії, хоча більшість із них досі перебуває у стадії розроблення або клінічних випробувань.

Найбільш простим варіантом локальної гіпертермії є нагрівання за допомогою металевої голки, яку вводять в уражену ділянку. Можлива також концентрація на цій ділянці сфокусованого НВЧ-випромінювання. Активно розвиваються різні варіанти локальної магнітної гіпертермії, в яких введений в уражену ділянку магнітний матеріал нагрівається ззовні за допомогою електромагнітного випромінювання діапазону 100...800 кГц, яке майже не поглинається тканинами організму, але інтенсивно взаємодіє з феро- і суперпарамагнетиками. Як медіатори застосовують наночастинок оксидів заліза й різних сплавів, потенційно здатні проникати всередину клітин, а також більші субмікронні частинки біосумісних феромагнетиків, що розміщуються в міжклітинному просторі. Оскільки контроль розподілу таких частинок між здоровими й ураженими тканинами за певних умов утруднений, то можливе перегрівання здорових ділянок. Для вирішення цієї проблеми пропонують використовувати, по-перше, медіатори з низькими значеннями температури Кюрі, які автоматично припиняють нагрівання після

досягнення заданої температури; по-друге, векторизацію наночастинок (наприклад, антитілами) для адресного доставляння в уражені клітини.

Гіпертермія реалізується за рахунок ємнісних або індуктивних зв'язків радіохвильового поля (10...100 МГц), мікрохвильового поля (частотою, більшою за 300 МГц), ультразвуку, лазера або зовнішнього тепла. Макроскопічний імплантат із Cu або іншого металу з високою провідністю застосовують для нагрівання вихровими струмами.

Використання магнітних наночастинок (магнітних монодоменів) краще, ніж мікрочастинок (магнітних мультидоменів), оскільки магнітні наночастинки більш ефективно поглинають енергію зовнішнього магнітного поля.

Зв'язок зовнішнього радіочастотного магнітного поля з магнітними частинками у тілі дозволяє передати енергію тканинам за різними механізмами:

- нагрівання вихровим струмом;
- гістерезисне нагрівання (тепло генерується, коли стан магнітного матеріалу змушений пройти частину або всю петлю гістерезису);
- теплота внутрішнього тертя (теплота кінетичного руху частинки у в'язкій рідині);
- магнітний резонанс.

Для запобігання нервово-м'язової електростимуляції, частота змінного поля має бути вищою, ніж 50 кГц. Через обмеження за глибиною проникнення поля частота поля не може перевищувати 5...10 МГц. У разі використання наночастинок оксиду заліза типові значення частоти поля перебувають у діапазоні 50...500 кГц, а типові амплітуди поля становлять 1...15 кА/м.

Моделювання магнітної гіпертермії є важким завданням через складні механізми перемагнічування в наночастинках. Оптимізація властивостей наночастинок важлива для обмеження кількості матеріалу, яку потрібно ввести. Гіпертермію, що досягається у певній комбінації поля, частоти й типу частинок, визначають експериментально. Гіпертермія залежить від багатьох факторів: від впливу властивостей поверхні на броунівську релаксацію, розміру та ін.

Встановлено, що магніти з великою площею петлі є найкращими для гістерезисної гіпертермії, однак розмір магнітного поля в області розміщення наночастинки можна обмежити, щоб були доступними лише невеликі петлі.

У макроскопічних імплантатах для збільшення площі петлі використовують анізотропію форми, проте слід уникати місцевого розігрівання. Властивості петлі гістерезису в наночастинках визначають можливість подолання енергетичного бар'єра для обертання намагніченості. Для феромагнітних частинок зі значно більшими розмірами, ніж граничні розміри суперпарамагнітних частинок, у розглядуваному діапазоні частот немає явної залежності від гістерезису. Фізичні процеси розігрівання за допомогою суперпарамагнітних частинок показують, що частотна залежність є більш суттєвою, ніж для їх феромагнітних аналогів.

Наночастинки для лікування новоутворень вводять в організм один раз, а потім застосовують багаторазово під час лікування. Одним з підходів до контролю за температурою є використання матеріалів з температурою Кюрі в межах 42...50 °C, оскільки ці матеріали автоматично «вимикаються», коли температура стає занадто високою. Ферити $(\text{Co}_{1-x}\text{Zn}_x)\text{Fe}_2\text{O}_4$, манганати $\text{La}_{1-x}\text{Me}_x\text{MnO}_3$ [Me = Sr, Ba, Pb, Ag, Na] та $\text{Y}_3\text{Fe}_{5-x}\text{Al}_x\text{O}_{12}$ є ідеальними матеріалами у зв'язку з їх стійкістю проти окиснення (порівняно з металами) і здатністю змінювати температуру Кюрі залежно від складу. Також перспективними вважають сплави Ni–Cu і Ni–Pd, але їх біосумісність ще не досліджено.

Зараз обговорюють застосування магнітних наночастинок для вирішення декількох завдань одночасно, наприклад, МРТ може підтвердити розподіл магнітних наночастинок перед їх використанням для гіпертермії.

Розроблено новий металевий сплав системи Ni–Mn–Sn у вигляді об'ємного матеріалу та порошку з температурою Кюрі близько 42...44 °C. Метод виготовлення цього сплаву забезпечує досягнення цієї температури Кюрі з відтворюваністю, не гіршою ніж ± 1 °C. Окрім того, проводять дослідження, щоб отримати наноструктурований мікросферичний порошок із цього сплаву, який має таку саму температуру Кюрі. Важли-

вою перевагою цього матеріалу є те, що досягнення потрібної температури забезпечується не варіюванням складу сплаву, а його термообробкою, що значно підвищує стабільність результатів.

Інші застосування нанобіомагнетизму. Магнітні частинки можуть утворювати своєрідні «ручки», за допомогою яких маніпулюють молекулами й досліджують міжмолекулярну взаємодію. Нитки ДНК прикріплюють до поверхні скла одним кінцем, а до магнітної мікрочастинки – другим. Магнітні поля використовують для прикладення лінійної або крутильної сили на ДНК, що дозволяє досліджувати здатність до розширення та еластичність молекул ДНК.

Механічне маніпулювання цікаве тим, що морфологія клітин регулює багато функцій, зокрема зростання клітин, синтез білка та інше, тому дуже важливо розуміти, які механічні процеси транслуються на біологічні процеси.

Резюме

1. Нанобіомагнетизм – це важливий науковий напрям на перетині наномагнетизму й медицини, зосереджений на біологічних системах або процесах. Нанорозмірні матеріали мають особливе значення для біомедичних застосувань, тому що їх розмір сумірний з розмірами клітин, вірусів, білків і генів.

2. Наночастинки достатньо малі, щоб рухатися всередині тіла, не порушуючи його нормального функціонування, і можуть мати доступ до недосяжних іншими методами місць. Нанобіоматеріали, крім біосумісності, мають бути здатними взаємодіяти з однією або декількома молекулами, зберігати свої магнітні властивості протягом необхідного часу, не повинні занадто швидко виводитися з організму.

3. Природне залізо в організмі зазвичай зберігається у формі феритину. Ця біологічна молекула відіграє роль «сховища» заліза Fe^{3+} ; її магнітні властивості залежать від кількості й типу частинок у порожнині: феритин може бути як феромагнітним, так і антиферомагнітним.

4. Наночастинки можуть бути напрямлені на певні патології, такі як пухлина або запалення тканин. Частинки із хімічною здатністю до захоплення мають вибірковість зв'язування. Частинки з магнітною здатністю до захоплення використовують під час такої терапії, коли хімічні властивості зв'язування з певним типом клітин обмежені.

5. Частота релаксації наночастинок змінюється, коли вони зв'язуються з іншим молекулами, оскільки це збільшує їх гідродинамічні розміри. Зсув частоти має бути пропорційним гідродинамічним розмірам наночастинок, що дозволяє розпізнавати досліджувані молекули з різними розмірами.

6. Натепер у медицині застосовують чимало різних технологій отримання зображення внутрішньої структури тіла, зокрема МРТ, яка дозволяє медицині досягти прогресу в галузі діагностики й терапії.

7. У магнітному полі магнітні наночастинки намагнічуються і створюють індуковане магнітне поле, яке збурює процес магнітної релаксації протонів у молекулах води, які оточують магнітні наночастинки. Це, у свою чергу, приводить до зменшення часу спин-спінової релаксації протонів, яке реєструється як контраст у МРТ.

8. Наночастинки використовуються для контрольованого доставляння ліків, що має велике значення для покращення ефективності препаратів та зручності пацієнтів. Захист ліків, поки вони не досягають органу-мішені, підвищує ефективність використання препаратів, які мають короткий період напіврозпаду в організмі.

9. Лікування за допомогою тепла називають гіпертермією. Використання у гіпертермії магнітних наночастинок зумовлено тим, що магнітні наночастинки більш ефективно поглинають енергію зовнішнього магнітного поля.

10. МАГНІТНІ МАТЕРІАЛИ І ТЕХНОЛОГІЇ

Для практичної реалізації певних пристроїв з високими технічними параметрами необхідні відповідні магнітні матеріали, що задовольняють специфічним технічним вимогам, тобто характеризуються певними фізичними властивостями. Магнітні матеріали поділяють на три основні групи: магнітом'які; магнітотверді матеріали; матеріали спеціального призначення.

Терміни «магнітом'які» і «магнітотверді» не характеризують механічних властивостей матеріалу, а відображають поведінку матеріалу в зовнішньому магнітному полі.

До магнітом'яких належать магнітні матеріали з малою коерцитивною силою ($H_c < 800$ А/м) і високою магнітною проникністю ($\mu = 3 \cdot 10^3 \dots 7 \cdot 10^4$). Вони намагнічуються до насичення у слабких магнітних полях і характеризуються малими втратами енергії у разі перемагнічування.

До магнітотвердих належать матеріали з великою коерцитивною силою ($H_c > 4$ кА/м), які можуть перемагнічуватися лише в дуже сильних магнітних полях (або поблизу точки Кюрі). До групи магнітних матеріалів спеціального призначення зараховують такі:

- матеріали із середньою магнітною твердістю;
- магнетики із прямокутною петлею гістерезису;
- магнітострикційні матеріали;
- ферити НВЧ та ін.

10.1. Магнітом'які матеріали

Магнітом'які матеріали класифікують за їх хімічним складом, який переважно визначає властивості й сфери застосування матеріалу.

Технічно чисте залізо (Fe) містить обмежену кількість домішок, насамперед вуглецю. Залізо є основним компонентом більшості магнітних матеріалів і характеризується температурою феромагнітного переходу (точкою Кюрі) $T_K = 769$ °С.

Чисте залізо – це пластичний метал сріблясто-білого кольору, який має високу температуру плавлення $T_{пл} = 1535$ °С і велику густину

(7870 кг/м³) за питомого опору $\rho = 0,1$ мкОм·м. Навіть невелика кількість домішок різко підвищує твердість заліза й перетворює його на сталь. Залізо має яскраво виражені магнітні властивості. Часто виокремлюють «тріаду заліза» – групу з трьох металів (залізо Fe, кобальт Co, нікель Ni), схожих за фізичними властивостями й атомними радіусами. У залізі й сталі, як у магнітних металах, за змінного струму сильно проявляється поверхневий ефект, тому активний опір сталевих провідників для змінного струму вищий, ніж для сталого струму. Крім того, за змінного струму в сталевих провідниках з'являються енергетичні втрати на гістерезис.

Серед елементарних феромагнетиків (Fe, Ni, Co, Gd, Dy) залізо має найвищу індукцію насичення $B_{\text{нас}} = 2,2$ Тл, максимальну магнітну проникність $\mu_{\text{max}} \approx 5000$, коерцитивну силу $H_c \approx 4$ А/м. Унаслідок порівняно низького питомого опору технічно чисте залізо як магнітний матеріал використовують достатньо рідко.

Електротехнічна сталь – найбільш використовуваний магнітом'який матеріал, твердий розчин кремнію в залізі. Введення до складу цієї сталі кремнію приводить до підвищення питомого опору і магнітної проникності, зниження коерцитивної сили та втрат на гістерезис. За умови концентрації кремнію 0,5...5 % у сплаві параметри цього матеріалу змінюються в таких межах: індукція насичення $B_{\text{нас}} = 1,9...2,0$ Тл; коерцитивна сила $H_c = 8...45$ А/м; початкова магнітна проникність $\mu_{\text{поч}} = 250...1500$; максимальна магнітна проникність $\mu_{\text{max}} = 5000...50000$; питомий опір $\rho = 0,1...0,6$ мкОм·м і точка Кюрі $T_K = 690...750$ °С. Електротехнічну сталь найбільш широко застосовують для виготовлення магнітопроводів електричних машин, трансформаторів, дроселів та інших пристроїв, розрахованих для роботи за частот до 500 Гц.

Нікель (Ni) – сріблясто-білий метал, температура плавлення $T_{\text{пл}}$ якого дорівнює 1455 °С; густина – 8600...8900 кг/м³; питомий опір $\rho = 8,7 \cdot 10^{-2}$ мкОм·м; температура Кюрі $T_K = 358$ °С; магнітна індукція насичення $B_{\text{нас}} = 6080$ Гс; коерцитивна сила $H_c = 400$ А/м. Нікель достатньо легко отримати в дуже чистому вигляді (99,99 % Ni), але іноді в нього вводять

спеціальні легувальні присадки (кремній, марганець й ін.). Добутий з руд нікель піддають електролітичному рафінуванню. Нікель виготовляють різних марок (залежно від чистоти) у вигляді смуг, пластин, стрічок, трубок, стрижнів і дроту. Позитивними властивостями нікелю вважають достатню механічну міцність після відпалювання (400...600 МПа за досяжного подовження 35...50 %); навіть у холодному стані нікель легко піддається механічній обробці: куванню, пресуванню, прокатці, штампуванню, волочінню і т. ін. З нікелю можна виготовити різні за розмірами, складні за конфігураціями вироби із жорстко витриманими допусками.

Кобальт (Co), температура Кюрі T_K якого становить 1121 °С, магнітна індукція насичення $B_{\text{нас}}$ – 17900 Гс; коерцитивна сила H_c – 800 А/м; температура плавлення $T_{\text{пл}}$ – 1494 °С; густина – 8710 кг/м³; питомий опір ρ – 0,06 мкОм·м, добувають металургійним способом із подальшим очищенням або відновленням оксидів кобальту воднем. У відпаленому стані кобальт має міцність близько 500 МПа з подовженням на розрив більше 50 %. Кобальт хімічно малоактивний. Його застосовують як складову частину багатьох магнітних та жаростійких сплавів, а також сплавів з невеликим температурним коефіцієнтом розширення.

Пермалой – це сплав заліза з нікелем або заліза з нікелем та кобальтом (зазвичай цей сплав легований молібденом, хромом та деякими іншими елементами). Основним компонентом таких сплавів є нікель (75...80 %). Основна перевага пермалою – дуже висока магнітна проникність (у слабких магнітних полях до $\mu_{\text{max}} = 3 \cdot 10^5$) і мала коерцитивна сила ($H_c = 0,7...5$ А/м). Недоліками пермалою є висока чутливість магнітних властивостей до механічного напруження, знижені значення індукції насичення ($B_{\text{нас}} \approx 1$ Тл) та порівняно висока вартість.

Пермалой застосовують для виготовлення магнітних елементів вимірювальних, автоматичних і радіотехнічних пристроїв, що працюють у слабких постійних та змінних магнітних полях із частотою до декількох десятків кілогерців.

Ферити – це оксидні магнітні матеріали, у яких спонтанна намагніченість доменів зумовлена некомпенсованим антиферромагнетизмом, тобто це феримагнетики. Більшість феритів мають типову хімічну формулу $MeO \cdot Fe_2O_4$, де Me позначає двовалентний іон елементів Fe, Mn, Ca, Zn, Ni, Co, Mo.

За електричними властивостями ферити належать до класу напівпровідників або навіть діелектриків. Питомий опір феритів у $10^{10} \dots 10^{12}$ разів більший від питомого опору металевих матеріалів; відповідно, у феритах істотно менші втрати на вихрові струми, що дозволяє використовувати їх для виготовлення магнітних елементів, які працюють в областях звукових частот і радіочастот.

Недоліками феритів є низькі значення індукції насичення ($B_{нас} = 0,2 \dots 0,4$ Тл) та магнітної проникності ($\mu_{max} = 40 \dots 4000$), суттєва залежність магнітних властивостей від температури, високі крихкість і твердість.

З магнітом'яких феритів найбільш широко застосовують нікельцинкові й марганцевоцинкові ферити – це тверді розчини заміщення, утворені двома простими феритами, один з яких ($NiFe_2O_4$ або $MnFe_2O_4$) є феримагнетиком, а другий $ZnFe_2O_4$ – немагнітний.

Магнітом'які ферити з початковою магнітною проникністю $\mu_{поч} = 400 \dots 2000$ у слабких магнітних полях зазвичай ефективно замінюють феромагнітні матеріали – пермалой і електротехнічну сталь. Ці ферити широко застосовують як сердечники контурних котушок, імпульсних та широкосмугових трансформаторів, магнітних модуляторів і підсилювачів, фільтри в апаратурі радіо- й проводового зв'язку.

Монокристали магнітом'яких феритів достатньо широко застосовують для виготовлення головок записування і відтворення сигналів звукового й відеодіапазонів у магнітофонах.

Магнітодіелектрики – це композитний матеріал з подрібненого феромагнетика, частинки якого електрично ізольовані одна від одної плівками з немагнітного матеріалу, який є одночасно і механічною зв'язкою. Магнітодіелектрики характеризуються високим питомим опо-

ром, тому є високочастотними магнетиками. Їх перевага над феритами полягає в більш високій стабільності властивостей і в хорошій відтворюваності характеристик. Недоліком магнітодіелектриків є низька магнітна проникність.

Аморфні магнітні матеріали – це нова група магнітом’яких матеріалів з перспективним поєднанням високих магнітних і механічних властивостей; неупорядковані магнетики, у яких немає періодичності у розміщенні атомів. Магнітом’які аморфні сплави містять 75...85 % одного або декількох перехідних металів (Fe, Co, Ni), сплавлених із 15...25 % металоїдів (склоутворювачів), зокрема бору, вуглецю, кремнію, фосфору. Для надання певних властивостей вводять додаткові елементи, найчастіше метали: хром, тантал, ванадій, марганець та ін. Так, марганець підвищує опір сплаву, тантал і ванадій – температурну стабільність магнітних властивостей.

За магнітними властивостями аморфні магнітні сплави не поступаються електротехнічній сталі й пермалою, а за механічними – перевершують їх. Аморфні магнітні матеріали використовують для виготовлення магнітних головок записування й відтворення сигналів, складних магнітопроводів, магнітних екранів тощо.

Феромагнітні рідини – це колоїди, що зазвичай складаються з 10-нанометрових магнітних частинок, покритих поверхневоактивною речовиною для запобігання їх агрегації, які зависли у гасі або трансформаторній олії. Детальніше феромагнітні рідини описано в підрозд. 6.8.

10.2. Магнітотверді матеріали

Магнітотверді матеріали відрізняються від магнітом’яких високою коерцитивною силою. Їх використовують передусім для створення постійних магнітів і для записування звукових та відеосигналів. Залежно від способу виготовлення магнітотверді матеріали можна поділити на кілька груп.

Литі сплави. До цієї групи належать сплави Fe–Ni–Al і Fe–Ni–Al–Co, леговані міддю, титаном, ніобієм та деякими іншими елементами. Ці сплави мають велике практичне значення і становлять близько 80 %

усіх використовуваних магнітотвердих матеріалів. Висока коерцитивна сила сплавів зумовлена їх розпадом на дві фази під час охолодження до певної температури. У системі Fe–Ni–Al одна з утворених фаз за складом наближена до чистого заліза і є сильномагнітною, має форму пластинок або стрижнів невеликої товщини; друга фаза – слабомагнітна – складається з нікелю та алюмінію. Таким чином утворюється система з немагнітної матриці й однодомених магнітних вкраплень, процес намагнічування матеріалу відбувається переважно за рахунок обертання магнітних моментів доменів.

Порошкові магнітні матеріали поділяють на такі групи: металокерамічні, металопластичні, оксидні та матеріали з мікропорошків.

Металокерамічні матеріали отримують пресуванням порошку, який складається з дрібнодисперсних магнітотвердих сплавів, і подальшим спіканням за високих температур аналогічно до процесів випалювання кераміки. Така технологія дозволяє виготовляти дрібні деталі достатньо точних розмірів. За магнітними властивостями металокерамічні магнітні матеріали дещо поступаються литим магнітам, проте за механічною міцністю перевищують їх у 3...6 разів.

Металопластичні магнітні матеріали виготовляють, як і металокерамічні, з порошків, однак порошки пресують разом з *ізолювальною зв'язкою* і подальшим нагріванням полімеризують зв'язувальну речовину. На відміну від литих магнітів, металопластики мають знижені магнітні властивості, але високий електричний опір, малу густину й порівняно дешеві.

З оксидних магнітотвердих матеріалів найбільшого практичного значення набули магнітні матеріали на основі барієвого $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ і кобальтового $\text{CoO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ феритів. Оксидні магніти характеризуються великою коерцитивною силою ($H_c = 120 \dots 240$ кА/м) та значним питомим опором ($\rho = 10^4 \dots 10^7$ Ом·м), що дозволяє застосовувати їх у високочастотних пристроях.

До недоліків цих магнітних матеріалів слід віднести низьку механічну міцність і суттєву залежність їх магнітних властивостей від температури.

До магнітів, виготовлених із мікропорошків, належать і магніти із заліза, залізокобальту й інтерметалічні сполуки Mn–Bi. Природа високоерцитивного стану як оксидних магнітів, так і магнітів з мікропорошків значною мірою залежить від процесів перемагнічування однодоменних частинок.

Технологія виготовлення магнітів з мікропорошку Mn–Bi починається з механічного дроблення марганцевовісмуткового сплаву (23 % Mn і 77 % Bi) і закінчується створенням частинок однодоменного розміру (5...8 мкм). Подальше пресування порошку Mn–Bi здійснюють за температури 300 °C у магнітному полі напруженістю близько 1600 кА/м, яке створює однакову орієнтацію осей легкого намагнічування окремих частинок.

Магнітні властивості пресованого порошку Mn–Bi відповідають властивостям кращих литих металевих матеріалів для постійних магнітів, але зберігаються лише за температур, не нижчих від 20 °C.

Матеріали для магнітних стрічок. До магнітотвердих матеріалів належать і магнітні стрічки для звуко- й відеозаписування, а також для записування, зберігання та введення інформації в ЕОМ. Більшість магнітних стрічок виготовляють на основі поліетилентерефталату (лавсану), що має високу механічну міцність, на тонку плівку якого наносять магнітний лак, який складається з магнітного порошку, розчинника, пластифікатора й різних домішок, що сприяють змочуванню і розподілу частинок порошку та зниженню абразивності робочого шару. Вміст магнетика в рідкому лаку становить близько 30...40 % за об'ємом.

Як матеріал для магнітних порошків найбільше застосовують гамма-оксид заліза ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) голчастої форми з довжиною частинок близько 0,4 мкм, співвідношенням довжини до діаметра, яке наближено дорівнює трьом, і максимально високою залишковою намагніченістю. У процесі виробництва стрічки частинки $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ орієнтуються певним чином у результаті впливу на них магнітного поля. Робочий шар має бути максимально тонким, сама стрічка – гладкою та гнучкою для забезпечення максимальної взаємодії між магнітним матеріалом стрічки й магнітною

головкою. До коерцитивної сили ставлять суперечливі вимоги: для зниження саморозмагнічування необхідно більш високе її значення, а для забезпечення процесу стирання – більш низьке. Такі вимоги найкраще задовольняють значення коерцитивної сили, що перебувають в інтервалі 20...50 кА/м.

Найкращі магнітні властивості, необхідні для записування й відтворення інформації, мають стрічки на лавсані з робочим шаром з найдрібніших частинок хімічно чистого заліза або феромагнітних сплавів.

10.3. Магнітні матеріали спеціального призначення

Гадоліній (Gd) – рідкісноземельний метал сріблясто-білого кольору, який належить до лантановидів; феромагнетик з точкою Кюрі 20 °С. Гадоліній застосовують для досягнення наднизьких температур у процесі наукових досліджень, наприклад, сульфат гадолінію під час розмагнічування поблизу абсолютного нуля дозволяє знизити температуру до 0,0001 К. Поряд із сульфатом гадолінію для досягнення наднизьких температур використовують хлорид гадолінію. Особливий інтерес останнім часом привертає до себе сплав гадоліній–тербій, використовуваний для виготовлення магнітних холодильників. Низка сплавів гадолінію, особливо сплав з кобальтом і залізом, дають змогу створювати носії інформації з колосальною щільністю записування (до 1 ГБ на 1 см² площі носія), оскільки в цих сплавах утворюються циліндричні магнітні домени, розміри яких становлять менше 1 мкм.

Тербій (Tb) – парамагнетик, якому властива значна кількість унікальних фізичних характеристик. Сплав тербій–залізо – найкращий магнітострикційний матеріал сучасної техніки, який застосовують для виробництва потужних приводів малих переміщень (наприклад, для адаптивної оптики великих телескопів-рефлекторів) і для джерел звуку величезної потужності, надпотужних ультразвукових випромінювачів. Низка сполук тербію, зокрема титанат тербію й особливо його монокристал, мають гігантську магнітострикцію. Фторид тербію разом із фтори-

дами церію та ітрію використовують у мікроелектроніці як просвітлювальні покриття на кремнії.

Диспрозій (Dy) – рідкісноземельний феромагнітний метал світло-сірого кольору з точкою Кюрі $T_K = -186\text{ }^{\circ}\text{C}$, який використовують у деяких компонентах електроніки. Постійні магніти на основі неодиму та диспрозійу вважають найбільш потужними.

Матеріали з прямокутною петлею гістерезису. Матеріали з прямокутною петлею гістерезису широко застосовують у пристроях автоматики, обчислювальної техніки, апаратури телефонного зв'язку та ін. Сердечник з такого матеріалу має два стійкі магнітні стани, що відповідають різним напрямкам залишкової індукції, та використовується як елемент для зберігання й перероблення двійкової інформації. Двійкові елементи на сердечниках із прямокутною петлею гістерезису, які характеризуються високою надійністю, малою споживаною потужністю, невеликими розмірами, низькою вартістю, зберігають записану інформацію за вимкнених джерел живлення.

Матеріали з прямокутною петлею гістерезису поділяють на такі групи: ферити, текстуровані феромагнітні сплави й тонкі феромагнітні плівки. Найбільш поширеними серед них є ферити завдяки спонтанній прямокутності петлі гістерезису і простоті технології виготовлення сердечників.

Із феритів з прямокутною петлею гістерезису найбільш широко застосовують магнієво-марганцеві та літєві фeroшпінелі. Прямокутна петля гістерезису характерна для матеріалів із сильною магнітною кристалографічною анізотропією і слабкою магнітострикцією, у яких процеси перемагнічування відбуваються переважно за рахунок необоротного зміщення доменних стінок, а висока залишкова намагніченість – локалізації доменних меж на мікронеоднорідностях структури. Недоліком феритів є залежність їх властивостей від температури. Ферити з коерцитивною силою близько 10...20 А/м використовують зазвичай для створення комутаційних і логічних елементів схем автоматичного керування. Матеріали, застосовувані у пристроях зберігання дискретної інформації, мають підвищене значення коерцитивної сили 100...200 А/м.

Ферити для пристроїв НВЧ. Діапазон НВЧ охоплює інтервал частот електромагнітних хвиль від сотень мегагерців до тисяч гігагерців, тобто діапазон довжин хвиль від метрів до міліметрів. Для передавання цих хвиль застосовують хвилеводи, коаксіальні й смужкові лінії передачі, а для керування, тобто перемикання потоку НВЧ-енергії з одного напрямку на другий, зміни фази коливань, повороту площини поляризації хвилі, потужності потоку – ферити, оскільки вони характеризуються високим електричним опором, пропускають хвилі НВЧ без суттєвих втрат енергії та відбивання. Однак ці хвилі у процесі проходження через ферит можуть активно взаємодіяти з магнітними моментами атомів, у результаті чого зміняться швидкість поширення хвилі, характер її поляризації та ін. Цю взаємодію і покладено в основу низки пристроїв НВЧ: вентилів, фазообертачів, перемикачів, циркуляторів тощо (див. розд. 8). Феритові пристрої НВЧ як основний елемент мають у хвилеводі феритову вкладку, яка перебуває під дією керувальних магнітних полів. Такий ферит має характеризуватися високими чутливістю до керувального магнітного поля, питомим опором ($\rho = 10^6 \dots 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{м}$), температурною стабільністю властивостей і значенням температури Кюрі, малим тангенсом кута діелектричних втрат ($\text{tg}\delta = 10^{-3} \dots 10^{-4}$).

Більшість цих вимог задовольняють у разі використання магнісно-марганцевих феритів з великим вмістом оксиду магнію, літієцинкових і нікельцинкових феритів, а також феритів складної формули, при цьому для виготовлення вкладок найрізноманітніших форм застосовують як полікристалічні матеріали, так і монокристали феритів.

Найбільш поширеними є ітрієві ферит-гранати із частковим заміщенням іонів ітрію і заліза іонами інших елементів (наприклад, алюмінію).

Матеріали для пристроїв на ЦМД. Як зазначено у підрозд. 7.4, у тонких шарах деяких феромагнетиків за певного значення зовнішнього поля, прикладеного нормально до площини пластини, енергетично вигідним є утворення доменної структури у вигляді намагнічених циліндрів, магнітний момент яких спрямований антипаралельно зовнішньому полю.

Матеріали-носії ЦМД характеризуються насамперед великою одноосьюовою магнітною анізотропією. Для одноосьових кристалів для зародження домену необхідна напруженість поля анізотропії

$$H_a = \frac{2K_1}{\mu_0 M_{\text{нас}}},$$

де K_1 – константа одноосьової анізотропії, яка дорівнює близько $10^3 \dots 10^4$ Дж/м³; $M_{\text{нас}}$ – намагніченість насичення, яка дорівнює в середньому 10^4 А/м. У ЦМД-матеріалах коерцитивна сила $H_c = 10^5 \dots 10^7$ А/м.

Мінімальний розмір домену, отриманий у феромагнетиках, становить близько 0,08 мкм; температурний діапазон стійкості ЦМД-структур – мінус 50...60 °С; точка Неєля більшості ЦМД-матеріалів перебуває у межах 560...720 К.

Рухливість циліндричних магнітних доменів значною мірою залежить від коерцитивної сили H_c : чим вона менша, тим вища швидкодія ЦМД-пристрою. На практиці H_c зазвичай не перевищує 10 А/м.

Першими матеріалами, на яких вивчали ЦМД, були ортоферити $R\text{FeO}_3$, де символ R позначає рідкісноземельний елемент. Однак нині ортоферити в ЦМД-пристроях фактично не застосовують, оскільки діаметр циліндричних доменів у них достатньо великий (80...100 мкм), тому неможливо досягти високої щільності записування інформації, а лише близько $10^7 \dots 10^8$ біт/м².

Більш перспективні такі ЦМД-матеріали, в яких циліндричні магнітні домени мають менші розміри. Це передусім рідкісноземельні одноосьові ферит-гранати $R_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ й аморфні магнітні плівки рідкісноземельних сплавів.

Діаметр циліндричних доменів у ферит-гранатів не перевищує декількох мікрон, що дозволяє досягти щільності розміщення інформації $10^9 \dots 10^{10}$ біт/м² і навіть вище, але рухливість доменних стінок у них нижча, ніж у ортоферитів.

Змінюючи склад рідкісноземельних елементів у ферит-гранатах, можна отримати матеріали, що мають широкий діапазон параметрів,

необхідних для побудови різноманітних пристроїв на циліндричних магнітних доменах.

Аморфні магнітні плівки сплавів перехідних металів з рідкісноземельними металами Tb–Fe, Gd–Co та Gd–Fe дозволяють формувати ЦМД із діаметром, меншим за 1 мкм, і підвищувати щільність записування інформації до 10^{13} біт/м². Окрім того, аморфні магнітні плівки відзначаються простотою виготовлення й порівняно низькою вартістю.

Недолік бінарних плівок полягає в їх низькій термостабільності, для підвищення якої у бінарний склад зазвичай вводять немагнітні матеріали (Mo, Au, Cu), найбільш перспективними з яких є термостабільні плівки $(\text{Gd}_{0,09}\text{Co}_{0,91})_{82}\text{Mo}_{18}$ з діаметром ЦМД близько 0,5 мкм, що мають знижене значення коерцитивної сили.

Матеріали для магнітооптичних пристроїв. Для магнітооптичних пристроїв необхідний матеріал, який має високе питоме фарадеївське обертання θ_F і малий коефіцієнт оптичного поглинання α . Для оцінювання застосовності різних матеріалів для магнітооптичних пристроїв часто використовують магнітооптичну добротність ϕ , під якою розуміють відношення подвійного кута питомого фарадеївського обертання до коефіцієнта поглинання:

$$\phi = \frac{2\theta_F}{\alpha}.$$

Цей параметр дозволяє зробити однозначний вибір матеріалу для конкретного застосування, оскільки необхідно одночасне виконання низки вимог, що стосуються значень намагніченості насичення, коерцитивної сили, температури фазового переходу, характеру і значення анізотропії та інших фізичних характеристик. Найбільш перспективними магнітооптичними матеріалами є ферити зі структурою гранату, які забезпечують високі магнітооптичні характеристики в певній частині оптичного діапазону, яка відповідає необхідному вікну прозорості.

Як магнітооптичні матеріали широко застосовують чисті ЗІГ та вісмутові гранати, в яких частину ітрію замінено на вісмут. Залізоітрієві гранати ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) мають високі прозорість ($\alpha < 0,1 \text{ см}^{-1}$) у діапазоні

хвиль $\lambda = 1 \dots 6$ мкм, ізотропність магнітооптичних властивостей і температурну стабільність.

Заміщенням ітрію іншими рідкісноземельними елементами можна значно збільшити кут фарадеївського обертання без погіршення прозорості. Ферит-гранати є основними магнітооптичними матеріалами в інфрачервоній області, а для видимого діапазону вони менш придатні.

Для близької інфрачервоної області й видимого світла більш перспективні ортоферити, що характеризуються великим рівнем фарадеївського обертання і високою прозорістю за $\lambda > 0,5$ мкм.

Матеріали для термомагнітного записування. Як матеріали для термомагнітного записування інформації використовують не лише феро-, але й феримагнетики зі специфічними дрібнодоменними структурами.

Застосування феромагнетиків ґрунтується на температурній залежності спонтанної намагніченості поблизу точки Кюрі. Використовують зазвичай металеві плівки зі значною перпендикулярною анізотропією, наприклад монокристалічні плівки MnBi, що забезпечують щільність записування близько 10^{10} біт/м², які напилюють на підкладку зі слюди, а для захисту від розпаду і для зниження втрат на відбиття покривають захисним шаром SiO₂.

Під час локального нагрівання ділянки плівки вище точки Кюрі ($T_K = 360$ °C) у магнітному полі $H = 24$ кА/м, прикладеному перпендикулярно до поверхні плівки, відбувається повне перемагнічування цієї локальної ділянки зі збереженням вихідної намагніченості інших ділянок. За таких умов чутливість записування становить 1 нДж/мкм². Основний недолік плівок MnBi, який істотно обмежує їх застосування у промислових пристроях, полягає в їх фазовій нестабільності.

В основі застосування феримагнетиків лежить температурна залежність коерцитивної сили у точці компенсації. Нагадаємо, що під час нагрівання феримагнетика, який складається з двох протилежних за орієнтацією магнітних підґраток, до температури, яка дорівнює точці компенсації, різко підвищуються анізотропія та коерцитивна сила. Незначне

відхилення від точки компенсації зумовлює суттєве зниження H_c і зменшення магнітного поля зародження доменів зворотної намагніченості.

З перспективних матеріалів, які використовують для записування в точці компенсації, слід відзначити залізогадолінієві гранати $Gd_3Fe_5O_{12}$, плівки з яких завтовшки 1 мкм забезпечують у разі насичення утворення стійких доменних структур із розміром домену близько 3 мкм. Чутливість записування становить $0,1 \dots 0,8$ нДж/мкм.

Вісмутові плівки гранатів $(YGdBi)_3(FeGaAl)_5O_{12}$ дозволяють записувати з більш високою щільністю (стабільний розмір домену наближено до 1 мкм) у порівняно не сильних магнітних полях ($8 \dots 40$ кА/м).

10.4. Кристали феритів

Монокристали ортоферитів $RFeO_3$ мають переваги з погляду їх використання в магнітній електроніці, а саме: високу рухливість доменних стінок, малу коерцитивну силу та надзвичайно високі магнітооптичні характеристики у видимому оптичному діапазоні, а також їм не властиве явище насичення у залежності швидкості переміщення доменної стінки від розміру магнітного поля.

Ці особливості ортоферитів зумовлюють пошуки методів вирощування монокристалів $RFeO_3$ високої якості й достатньо великих розмірів, щоб можна було виготовляти однорідні за властивостями пластини площею кілька квадратних сантиметрів.

Використовують різні методи вирощування монокристалів ортоферитів, наприклад, *із розчину в розплаві* в умовах спонтанної кристалізації. Суть методу полягає в тому, що під час охолодження високотемпературного розчину компонентів у легкоплавких флюсах нижче від точки насичення надлишок речовини відносно рівноважного значення виділяється у вигляді кристалів. Кристалізація проходить за температур, значно нижчих від точки плавлення ортофериту, що становить основну перевагу методу.

Як компоненти розплаву використовуються оксиди або солі, що легко розпадаються під час нагрівання. Флюси (зазвичай PbO , PbF_2 ,

B_2O_3 , Bi_2O_3 та їх сполуки) повинні мати високу здатність до розчинення компонентів кристалів, низьку леткість, малу токсичність і не повинні входити у вирощувані кристали, якщо не є їх складовими. Незважаючи на те, що цим методом вдалося виростити окремі якісні кристали, через труднощі у досягненні відтворюваних результатів та наявність численних об'ємних дефектів його не можна вважати надійним для отримання матеріалів із заданими властивостями. Однак під час вирощування з розчину в розплаві на монокристалічних затравках отримують поодинокі добре сформовані бездефектні кристали.

Задовільні результати з вирощування кристалів ортоферитів було отримано методами Бріджмена і Вернейля, однак найбільш успішно монокристали ортоферитів різного складу вирощують методом безтигельної зонної плавки з радіаційним нагріванням.

У кварцовому реакторі для нагрівання використовують ксенонову дугову лампу достатньої потужності, розміщену в фокусі відбивача світла, який має вигляд еліпсоїда обертання. У другий фокус еліпсоїда поміщають зародок і полікристалічний стрижень ортофериту, який піддають кристалізації на зародку в прозорій кварцовій трубці. Світло фокусується на локальній ділянці стрижня.

Кварцовий реактор дозволяє вирощувати кристали під тиском кисню до 10^7 Н/м^2 , температуру поверхні розплаву підтримують із точністю $\pm 2^\circ\text{C}$ на рівні 1800°C . Кристали ортоферитів вирощуються на монокристалічних зародках розміром $1 \times 1 \times 10 \text{ мм}$, вирізаних паралельно до осі a (рис. 10.1).



Рис. 10.1. Конфігурація «зародок-кристал» для вирощування кристалів методом безтигельної зонної плавки

Зародок закріплюють на керамічному або сапфіровому тримачі, по осі зародку з високою точністю встановлюють вихідний полікристалічний (керамічний) стрижень. Камера герметизується і під'єднується до системи, яка регулює тиск кисню. Зародок приводять

в обертання, наближують до мінімальної відстані до феритового матеріалу й нагрівають за певним режимом. У місці зближення зародку і стрижня утворюється розплавлена зона. Процес вирощування полягає у повільному переплавленні на зародок феритового полікристалічного стрижня, який за складом відповідає стехіометричній сполуці $RFeO_3$. У процесі зростання зародок, розміщений знизу, і вихідний стрижень рухаються синхронно вниз відносно зони нагрівання. Після закінчення вирощування здійснюють відпал кристалу протягом 2 год, після чого температура в печі відпалу знижується до кімнатної з малою швидкістю.

Монокристали ферит-гранатів (ферогранатів) різного складу зазвичай вирощують із розчинів у розплаві. Вихідні реактиви, що містять компоненти кристала й оксиди розчинника у співвідношеннях, які забезпечують температуру насичення розчину близько $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$, завантажують у платиновий тигель, розміщений у муфельній печі, у якій підтримується сталість температури в межах часток градуса. Підвищенню якості кристалів сприяє обертання тигля. Після витримки розчину-розплаву за температури близько $1300\text{ }^{\circ}\text{C}$ протягом 15 год його охолоджують зі швидкістю $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{год}$ до температури $950\text{ }^{\circ}\text{C}$. Потім розчин зливають, а вирощені спонтанною кристалізацією монокристали охолоджують разом із піччю. Як розчинники використовують легкоплавкі оксиди та їх суміші: PbO , $PbO-Bi_2O_3$, $PbO-PbF_2$ та ін. Наприклад, для вирощування монокристалів $Y_3Fe_5O_{12}$ застосовують шихту: Y_2O_3 (10 %), Fe_2O_3 (20,4 %), PbO (36,8 %), PbF_2 (27,1 %) та Bi_2O_3 (5,5 %). Зазначені шихтові співвідношення аналогічні для вирощування ферогранатів із частковим заміщенням Fe на Ga і Al, а Y – на інші рідкісноземельні елементи.

Вирощені кристали утворюють зростки (друзи), але у тиглях ємністю 3 л виростають і окремі кристали вагою понад 100 г. Найбільші кристали ферогранатів виростають у кисневому середовищі.

Для виготовлення монокристалів ферогранатів, окрім вирощування з розчину в розплаві, використовують також полум'яно-водневий метод (метод Вернейля), суть якого полягає у вирощуванні монокристалів у

киснево-водневому полум'ї кристалізаційного апарата. У цьому разі приготована керамічним способом і тонко подрібнена шихта рівномірно подається через зону полум'я пальника на жароміцну підкладку – свічку (кристал-тримач), на якій спочатку утворюється конус зі спечених частинок, а потім з вершини конуса виростає монокристал. У міру зростання монокристала свічка за допомогою привідного механізму поступово опускається. Надходження шихти й опускання кристала зрівноважуються, щоб поверхня краплі розплаву на свічці залишалася на постійному рівні й проходила через температурний фокус полум'я. Фронт зростання повинен мати плоску або дещо опуклу форму. Для вирощування орієнтованих монокристалів на свічку встановлюють зародки у вигляді монокристалів. Цим способом можна вирощувати зі швидкістю кілька міліметрів на 1 год крупні кристали діаметром 10...15 мм і довжиною понад 80 мм.

Метод Вернейля вигідно вирізняється серед інших можливістю контролю за вирощуванням, відсутністю флюсів, які забруднюють кристал, і дорогого тигля. Однак унаслідок високих температур вирощування кристали мають великі внутрішні напруження, а також через випаровування летких компонентів у них дуже складно зберігати під час зростання стехіометричне співвідношення.

Монокристали для підкладок – найбільш поширений матеріал у прикладній магнітооптиці. Часто використовують підкладки з *немагнітних* гранатів, основними з яких є рідкісноземельні галієві гранати $R_3Ga_5O_{12}$, зокрема $Gd_3Ga_5O_{12}$ (ГГГ). Збігу сталих ґратки підкладки зі сталими ґраток епітаксціальних магнітних плівок здебільшого можна досягти за рахунок як ускладнення складу епітаксціальної плівки, так і використання спеціальних твердих розчинів для підкладок.

Монокристали ГГГ вирощують добре відомим методом Чохральського. Робочим об'ємом служить герметична камера, у якій розміщено іридієвий тигель, під час нагрівання якого утворюється розплав, у який опускають шток з монокристалічним зародком. Після цього триває процес вирощування монокристалічного зливка, тобто зародок повільно пі-

днімають із розплаву. За зародком піднімається й стовпчик розплаву, пов'язаний з ним силами поверхневого натягу. Оскільки температура над поверхнею тигля нижча за температуру розплаву, стовпчик розплаву твердне, з'єднуючись із зародком. У такий спосіб під час витягування зародка на його кінці весь час нарощується новий шар гранату. Щоб забезпечити однакові умови зростання зливка, у процесі його вирощування тигель і зародки обертаються у протилежних напрямках із частотою 20...60 об./хв. Основною вимогою до апаратури є забезпечення високих термічної та механічної стабільності для підтримки оптимальних умов зростання протягом усього процесу вирощування. За допомогою автоматичних систем регулювання, застосовуючи іридієві тиглі, вирощують високоякісні монокристали ГГГ діаметром до 100 мм і довжиною понад 200 мм.

Рідиннофазну епітаксію (РФЕ) використовують для створення монокристалічних плівок ферогранатів. Епітаксіальні гранатові магнітні плівки, необхідні як для пристроїв на циліндричних магнітних доменах, так і у разі магнітооптичних застосувань, можна виростити різними методами, серед яких найбільш поширеною є РФЕ.

Термін «епітаксія» означає процес нарощування шарів матеріалу з *упорядкованою кристалічною структурою* на орієнтовані пластини, при цьому, якщо нарощуваний матеріал не відрізняється або незначно відрізняється за хімічним складом від матеріалу підкладки, то епітаксію називають *гомоепітаксією*; якщо ж різниться від її складу – то *гетероепітаксією*.

Технологію методу РФЕ зображено на рис. 10.2. Підготовлену для епітаксії монокристалічну підкладку на короткий час занурюють у платиновий тигель із розчином-розплавом, який містить компоненти вирощуваної плівки й розчинник.

Зі зменшенням температури розчинність магнітного матеріалу в розплаві знижується, і надлишок магнітного матеріалу осідає на підкладці. Якщо розчин-розплав перебуває у переохолодженому стані, то на підкладці наростає монокристалічний шар магнітного гранату заданого складу. Якщо плівка зростає на одному боці підкладки, то процес здійс-

нують одночасно на двох підкладках, закріплених разом у платиновому тримачі. На внутрішніх поверхнях дотичних підкладок зростання плівки майже не відбувається.

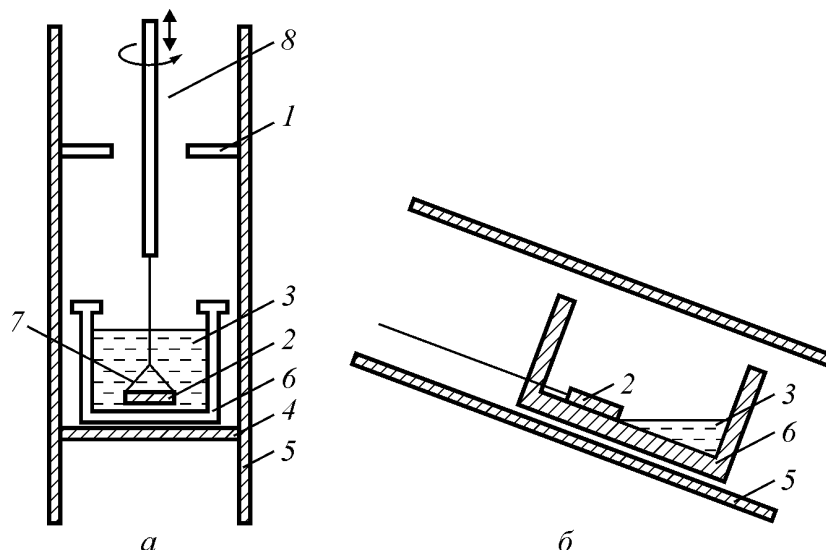


Рис. 10.2. Рідиннофазна епітаксія у вертикальному (а) і горизонтальному (б) реакторах;
1 – платинові екрани; 2 – підкладка; 3 – розплав; 4 – основа з Al_2O_3 ;
5 – труба з Al_2O_3 ; 6 – платиновий тигель; 7 – платиновий тримач;
8 – шток для обертання і витягування підкладки

Крім вертикального реактора, схематично зображеного на рис. 10.2, а, використовують також ростові системи з поворотним реактором (рис. 10.2, б), у яких підкладка щільно притиснута до плоского дна у верхньому кінці платинового човника, а розчин-розплав матеріалу, плівку якого необхідно отримати, міститься біля його нижнього кінця. Платиновий човник закріплено всередині зони сталої температури трубчастої печі. Коли човник нагрівається до заданої температури зростання, потужність нагрівання зменшують і регулюють так, щоб забезпечити потрібну швидкість охолодження. Потім систему нахиляють, і розплав покриває підкладку. Склад розплаву такий, що до моменту нахилу він насичений матеріалом, який у разі охолодження осідає на поверхні підкладки. Розплав контактує з підкладкою протягом визначеного інтервалу температур, після чого трубчасту піч повертають у вихідне положення. Поверхню плівки очищують від залишків розчину, а для повного видалення розплаву обробляють у відповідному розчиннику. Під час зростання з розчину-розплаву процесом, який контролює швидкість зростання, може бути або

транспортування матеріалу до зростальної поверхні, або кінетичні ефекти на поверхні поділу, де частинки матеріалу приєднуються до зростального кристалу.

У разі вирощування плівки ферит-гранатів у переохолодженому розчині-розплаві розчинником здебільшого є $\text{PbO-B}_2\text{O}_3$. Концентрацію гранатостворювальних компонентів обирають такою, щоб температура насичення перебувала в інтервалі $1070\ldots 1270^\circ\text{C}$. Для потрібної системи $\text{Y}_2\text{O}_3\text{--Fe}_2\text{O}_3\text{--PbO}$ як первинна фаза може кристалізуватися одна із чотирьох фаз: гематит Fe_2O_3 , магнетоплюмбит $\text{PbFe}_{13}\text{O}_{19}$, гранат $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ або ортоферит YFeO_3 . Зазвичай склад розчину-розплаву вибирають таким, щоб первинною фазою кристалізації був гранат, тоді можна виростити багатокомпонентний гранат із різними заміщеннями. Зауважимо, що розчин-розплав має містити Fe_2O_3 у стехіометричному відношенні до складу граната. Якщо ця умова не дотримується, то основною фазою під час кристалізації буде ортоферит.

Розчинник на основі PbO має високу леткість, токсичність і входить до складу плівки, тому поряд з ним використовують і безсвинцеві розчинники. Так, епітаксіальні плівки для магнітооптичних пристроїв найефективніше вирощують із розчинів-розплавів із розчинником $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--MoO}_3$.

Різноманітні магнітні гранатові епітаксіальні плівки, вирощені рідиннофазним методом, за цільовою ознакою можна поділити на кілька груп:

1. Плівки з розміром ЦМД близько 5 мкм і невисокою рухливістю доменної стінки, які використовують у пристроях масової пам'яті;
2. Плівки з підвищеною температурною стабільністю характеристик;
3. Плівки з високою рухливістю ЦМД, яка перевищує $0,25 \text{ м}^2/(\text{A}\cdot\text{с})$;
4. Плівки із субмікронними ЦМД, меншими за 2 мкм;
5. Гранатові плівки для прикладної магнітооптики.

До першої групи належать найбільш поширені плівки складу $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_3\text{O}_{12}$, які використовують у регістрах зсуву на частоті 100 кГц. Їх основні характеристики такі: діаметр ЦМД становить близько 6 мкм; коерцитивна сила – 24 А/м; гранична швидкість ЦМД – 15 м/с.

До матеріалів з покращеною температурною стабільністю належать плівки $(Y_{3-x}Eu_x)(Fe_{5-y}Al_y)O_{12}$ зі значеннями $x = 1,5 \dots 2,0$ і $y = 0,7 \dots 1,2$, що вирощуються на ГГГ-підкладках.

Найбільш високу рухливість ЦМД мають гранатові плівки дуже складного складу системи $R_{3-x}Ca_xFe_{5-y}(GeSi)_yO_{12}$, які можуть працювати у зсувних регістрах до частоти 1 МГц в інтервалі температур від мінус 20 до плюс 100 °С.

Розроблення пам'яті надвисокої ємності можливе на основі гранатових плівок з мікронними й субмікронними ЦМД. Циліндричні магнітні домени діаметром менше за 1 мкм були виявлені у таких ферит-гранатах, до складу яких входять європій або ітербій. Так, діаметр ЦМД дорівнював 0,5 мкм у плівках $Eu_3Fe_5O_{12}$, $Eu_2YbFe_5O_{12}$ та ін.

У галузі прикладної оптики найбільшого поширення набули вісмутові монокристалічні плівки ферит-гранатів, серед яких за ефективними магнітооптичними параметрами виокремлюють плівки складу $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ і $(LuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$.

10.5. Аморфні магнітні плівки сплавів рідкісноземельних і перехідних металів

Для термомагнітного записування інформації з магнітооптичним зчитуванням найбільш поширені аморфні плівки сплавів рідкісноземельних елементів і перехідних металів (РЗ–ПМ). Ці сплави, порівняно з іншими аморфними плівками, мають низку переваг: характеризуються високою термостабільністю, можуть бути отримані аморфними у великій кількості варіацій складів, технологія їх виготовлення достатньо проста. Розглянемо основні методи отримання сплавів РЗ–ПМ.

Метод термічного випаровування у вакуумі полягає в тому, що метал, який має бути напиленням, розплавляють у вакуумі. На шляху пучка атомів або молекул, які випаровуються, поміщають підкладку, на якій і утворюється магнітна аморфна плівка. Якщо відстань від випарника до підкладки достатньо мала порівняно із середньою довжиною вільного

пробігу атомів у вакуумній системі, то більшість атомів металу досягатиме підкладки, не зазнаючи зіткнень з молекулами залишкового газу.

У типовій вакуумній системі з розмірами порядку десятків сантиметрів середня довжина пробігу атомів металів, що випаровуються, набагато більша, ніж відстань від випарника до підкладки. Щоб вплив залишкового газу на структуру плівки був дуже малим, необхідно у процесі напилювання плівки дотримуватися ще однієї умови стосовно швидкості, з якою атоми залишкового газу досягають поверхні підкладки.

Оскільки один атом кисню займає на підкладці площу близько 2 \AA^2 , то для утворення мономолекулярного шару кисню із залишкового газу потрібно майже 1 с. За цей час за звичайної швидкості напилювання плівки, що дорівнює $0,1 \text{ мкм/хв}$, на підкладці утворюється шар плівки завтовшки близько 17 \AA , або шість шарів атомів металу.

Якщо ймовірності прилипання атомів кисню й атомів металу однакові, а підкладка піддається дії залишкового газу протягом часу, що значно перевищує час напилювання, то на підкладці можуть утворитися шари кисню, які приведуть до утворення оксидів металів у перших напилених шарах. Наявність таких шарів впливатиме на магнітні властивості тонких плівок. Отже, для досягнення відтворюваних і якісних магнітних плівок напилювання бажано здійснювати в якнайбільш високому вакуумі.

Для напилювання аморфних плівок РЗ–ПМ, зокрема Tb–Fe, випаровують наважку Tb–Fe відповідного складу або наважки Tb і Fe у певній пропорції з двох джерел.

Для випаровування рідкісноземельних елементів зазвичай використовують вольфрамові або молібденові човники, а для перехідних металів – тиглі з оксидів алюмінію або цирконію, оскільки розплавлені перехідні метали мають тенденцію до утворення сплавів із жароміцними металами.

Для зниження ймовірності взаємодії випаровуваного матеріалу з деталями установки напилювання здійснюють за достатньо високих швидкостей (близько 1 нм/с у разі напилювання плівок завтовшки $50 \dots 80 \text{ нм}$ і 20 нм/с для плівок $1 \dots 2 \text{ мкм}$), коли нижча ймовірність окис-

нення рідкісноземельних елементів киснем залишкових газів, тому бажано виконувати напилювання у високому вакуумі.

До основних недоліків магнітних плівок, нанесених вакуумним термічним напилюванням, варто віднести труднощі у забезпеченні однорідності плівки й великий технологічний розкид фізичних параметрів від зразка до зразка.

Метод катодного розпилення характеризується тим, що підкладка перебуває в умовах низького вакууму (10^{-2} мм Hg) на металевій пластині, до якої підводять високий додатний потенціал – декілька тисяч вольтів. Катодом служить пластина з того самого матеріалу, з якого необхідно отримати плівку. Під час взаємодії заряджених частинок із поверхнею катода атоми металу, з якого виготовлений катод, вилітають і осідають на поверхні підкладки, утворюючи через деякий час тонку плівку.

Газ між електродами завжди містить якусь кількість вільних електронів. Прикладене електричне поле прискорює електрон, який під час зіткнення з нейтральною частинкою газу вибиває з молекули (атома) вторинний електрон. Відбитий первинний електрон і вторинний електрон, у свою чергу, прискорюються полем та можуть утворити по новій парі заряджених частинок. Так розвивається лавиноподібний процес появи в газовому середовищі двох видів заряджених частинок – іонів і електронів, та газ, будучи за нормальних умов електричним ізолятором, стає провідником.

У результаті іонізації газу (за тиску $0,1 \dots 10$ Па і напруги $3 \dots 4$ кВ) у балоні виникає світіння (тлійний розряд). Однак поблизу катода газ не світиться – це темний *катодний простір*, товщина якого дорівнює середній відстані, яку проходить електрон від катода до першого іонізувального зіткнення. З подальшим рухом до анода електрон здатний багаторазово іонізувати атоми газу.

За темним катодним простором утворюється область іонізованого газу, світіння якого відбувається через порушення нейтральних атомів газу під час їх зіткнення з електронами. У цій області концентрація іонів і електронів майже однакова. Такий стан газового середовища назива-

ють *плазмою*. Позитивні іони, що опинилися на межі темного катодного простору, прискорюються в напрямку катода сильним електричним полем, бомбардують і розпилюють його, при цьому іони нейтралізуються електронами, які надходять на катод із зовнішнього кола. Одночасно з розпиленням катода іони вибивають електрони з його поверхні, забезпечуючи постійний потік електронів для підтримання тліючого розряду. Показником ефективності процесу іонного розпилення є коефіцієнт розпилення, виражений кількістю частинок речовини, яка розпорошується, на один іон, що бомбардує катод. Зазвичай коефіцієнт розпилення змінюється від часток одиниці до декількох одиниць.

Вибиті з мішені-катода частинки речовини, що розпорошується, летять у напрямку до анода й осідають на підкладці у вигляді тонкої плівки. В області темного катодного простору, де зосереджено максимальне електричне поле, відбувається прискорення електронів до енергії іонізації газу. Позитивні іони газу прискорюються у прикатодному просторі та бомбардують катод, їх енергії недостатньо для вибивання атомів з катода, вони тільки збільшують частоту коливань атомів. У результаті накладання багатьох коливань поверхневий атом може отримати від сусідніх атомів енергію, необхідну для подолання сили зв'язку. В цьому разі атом вилітає з поверхні катода, одночасно в результаті бомбардування відбувається й емісія електронів з катода.

Для виготовлення плівок сплавів рідкісноземельних і перехідних металів використовують мішень-катод зі сплаву РЗ–ПМ у потрібних пропорціях, або мішень складної конструкції, в якій таблетки рідкісноземельних металів займають певний відсоток площі мішені, виготовленої з перехідних металів.

Для іонізації аргону, що міститься в напилювальній камері за тиску близько 10^{-4} Па, використовують електричне поле високої частоти. До мішені прикладають електричну напругу близько 1 кВ відносно корпусу камери, а до підкладки, встановленої у зоні потоку напилюваних атомів, – напругу зміщення 0...220 В відносно корпусу камери. Ця напруга впливає на механізми процесів розпилення (розпилення одержуваних

плівок, включення аргону в плівки), що дозволяє змінювати склад плівок та їх магнітні властивості. Так, для плівок Tb–Fe залежності намагніченості насичення і коерцитивної сили від напруги зміщення зумовлені тим, що у разі *позитивної* напруги зміщення до підкладки дрейфують іони O і відбувається переважне окиснення Tb через його високу хімічну активність, а у разі *негативної* – перерозподіл атомів Tb, зумовлений бомбардуванням позитивними іонами аргону.

Метод катодного розпилення має низку переваг над методом термічного випаровування у вакуумі: можна отримувати однорідні за товщиною плівки на великій поверхні; здійснювати процес за більш низького вакууму ($1 \dots 10^{-2}$ мм Hg), а отже застосовувати більш просту вакуумну апаратуру; порівняно легко отримувати плівки тугоплавких матеріалів і точно керувати хімічним складом одержуваних плівок.

Недоліки методу катодного розпилення такі: використовується висока напруга, що здорожчує та ускладнює установку; для розпилення потрібний матеріал, порівняно чистий за вмістом домішок і порівняно великих розмірів; значна тривалість процесу вирощування плівок достатньої товщини.

10.6. Метод магнетронного розпилення

Якщо під час напилювання плівок перпендикулярно електричному полю накласти паралельно катоду й дуже близько до нього магнітне поле, то траєкторії електронів будуть циклоїдами, при цьому значна частина енергії електронів витрачається на іонізацію у безпосередній близькості від катода, де створюється висока концентрація позитивних іонів. У результаті цього зростають інтенсивність бомбардування катода і швидкість його розпилення.

Особливість магнетронного розряду полягає в тому, що електрони у пристрої намагнічені й замкнені у прикатодній ділянці, тому поблизу катода електрони не беруть участі у підтримці розряду, тоді як для іонів радіус Лармора великий, порівняно з розміром намагніченої області. Внаслідок цього розрядний струм забезпечується емісією електронів з

поверхні катода під дією струму іонів, що вимагає високої енергії іонів, які бомбардують катод (кілька сотень електрон-вольтів).

У результаті бомбардування катода іонами поряд зі вторинними електронами утворюються і швидкі атоми. Розпилення катода у процесі магнетронного розряду дозволяє застосовувати його у технологічних процесах мікроелектроніки, пов'язаних із виготовленням тонких плівок, а також для отримання нових матеріалів. Фізичні процеси в потоці магнетронної плазми визначають можливості їх застосування для виробництва наноструктур і наноматеріалів.

На якісному рівні суть магнетронного розряду можна пояснити, викремивши у ньому три основні області магнетронного розряду (рис. 10.3). Перша область міститься поблизу катода, де іони прискорюються і бомбардують катод, друга – це область підвищеного магнітного поля, де локалізовано захоплені електрони, а третя – між пасткою і стінками, де іони репродукуються в результаті іонізації атомів буферного газу електронним ударом.

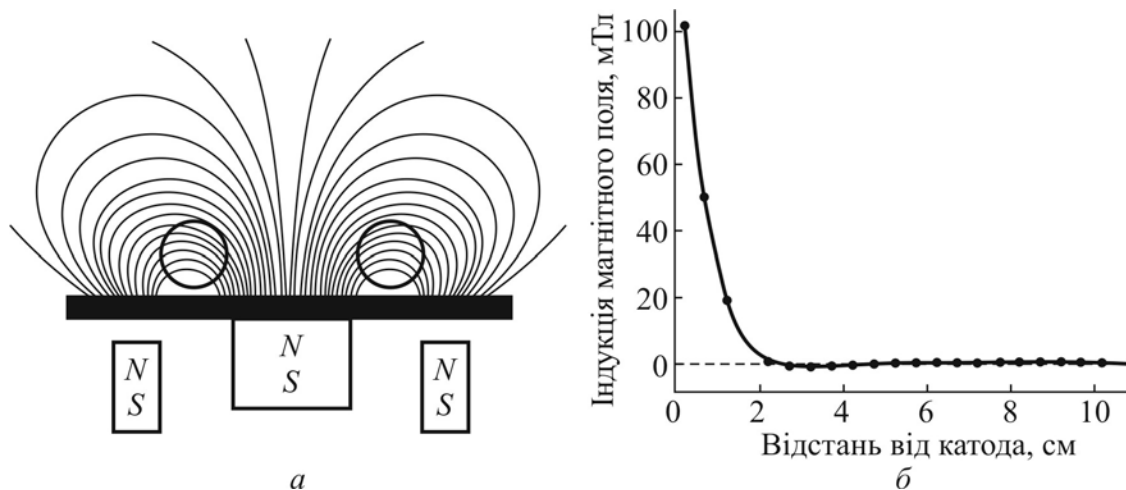


Рис. 10.3. Магнітне поле за магнетронного розряду:

a – типовий розподіл магнітних силових ліній;

б – залежність індукції магнітного поля від відстані до катода

У прикатодній області магнетронного розряду (в проміжку між «пастковою ділянкою» і катодом, ширина якого мала, порівняно із середньою довжиною вільного пробігу іона) іони прискорюються й бомбардують катод.

В області підвищеного магнітного поля електрони захоплюються магнітним полем, та внаслідок великого значення просторового заряду захоплених електронів теплові іони втягуються в цю область і компенсують заряд електронів, у результаті чого вона характеризується порівняно високою концентрацією заряджених частинок та, відповідно, високою провідністю. Ця область розряду є джерелом іонів, що бомбардують катод.

Магнетронний метод дозволяє використовувати для виробництва тонких плівок та інших матеріалів *кластерні пучки*. Особливість кластерів як реального фізичного об'єкта полягає у високій питомій поверхневій енергії, а отже і високій реакційній здатності, тому контакт кластерів один з одним приводить до їх об'єднання, причому властивості окремих кластерів, що зіштовхуються, втрачаються. Крім того, кластери легко прилипають до поверхні, тому, на відміну від ультрадисперсного пилу, який може зберігатися довгий час за певних умов, кластери слід використати одразу після їх генерації. Більше того, якщо кластери містяться в газі або плазмі, то їх об'єднання нестійкі, тобто функція розподілу кластерів за розмірами змінюється з часом. Отже, насправді кластери існують у певних часових масштабах, що і враховують у їх застосуваннях у вигляді кластерних пучків або потоків нейтрального газу, який містить кластери.

Основними параметрами, які визначають напрям застосування кластерів, є твердотільна густина й мала маса. Зазвичай кластерні пучки напилюють на підкладку й виготовляють у такий спосіб тонкі плівки і нові матеріали, тобто відбувається перенесення речовини від одного об'єкта до другого, зокрема за магнетронним методом генерації металевих кластерів – транспортування металу від катода до мішені. Однак, незважаючи на несуттєву роль кластерів у цьому способі напилювання плівок, генерація та перенесення кластерів становлять найбільш важку частину такого процесу, тому його й називають кластерним методом, оскільки саме він дозволяє регулювати товщину плівки і створювати багат шарову плівку.

Виробництво тонких плівок є важливим застосуванням кластерних пучків, становить один з напрямів нанотехнології, у межах яких виготовляють матеріали та прилади з нанометровими розмірами їх елементів, що зумовлює мініатюризацію електронних пристроїв. Окрім того, зменшення розмірів елементів приладів приводить до зміни їх фізичних властивостей, зокрема невеликі ділянки напилених матеріалів (коли на підкладці містяться наночастинки) вважають квантовими об'єктами й розглядають як квантові точки. Наночастинки мають специфічні каталітичні властивості, які втрачаються в макроскопічних кількостях тієї ж речовини.

Розрізняють два основні напрями застосування наноструктур: виробництво електронних приладів з нанорозмірними елементами, для чого створюють маленькі островці наноматеріалів на плівках або підкладках, які завдяки своїм властивостям забезпечують роботу певного приладу; виробництво наноплівки, які характеризуються специфічними механічними, оптичними та хімічними властивостями.

Відомі два основні методи виробництва тонких плівок напиленням кластерних пучків. За методом пучків кластерних іонів використовують пучок заряджених кластерів, який спрямовують на поверхню. Цей метод аналогічний отриманню плівок напилюванням атомних пучків, але забезпечує більш високі потоки напилюваного матеріалу й дозволяє керувати енергією заряджених кластерів. Створюючи плівки з окремих блоків-кластерів, можна досягти більш м'якого теплового режиму зростання плівки.

Недоліком методу пучків кластерних іонів є невелика інтенсивність пучків і дещо низька швидкість напилювання (наприклад, порівняно із хімічними методами). Однак такий метод застосовують у мікроелектроніці, де саме кластерні пучки дозволяють отримувати однорідні тонкі плівки з різних матеріалів, зокрема металеві, діелектричні, напівпровідникові та органічні. Найбільшої ефективності напилювання досягають тоді, коли кластери утворюються в результаті розширення вільного струменя матеріалу, що випаровується, при цьому процес напилювання

визначається тиском насичених парів матеріалу в точці плавлення, тому цей метод характеризується низькою ефективністю для тугоплавких матеріалів. Максимальної швидкості зростання плівок досягнуто для кластерів срібла і цинку. Слід зауважити, що кластери, які генеруються за цим методом, перебувають у рідкому стані, а потужність, яка виділяється у процесі осадження, достатньо низька. Саме через порівняно низьку інтенсивність метод пучків кластерних іонів придатний для виробництва малих елементів мікроелектроніки.

Другий метод застосування кластерних пучків ґрунтується на техніці напилювання низькоенергетичних пучків нейтральних твердих кластерів, яке може супроводжуватися одночасним напилюванням мішені, тому утворена плівка складається з однорідних напилених матриць із вкрапленням кластерів. На відміну від напилювання однорідних плівок методом пучків кластерних іонів, за цим методом кластери, що генеруються, перебувають у твердому агрегатному стані. Оскільки магічні числа атомів у кластері кращі у разі генерації твердих кластерів, пучок складається з кластерів майже однакових розмірів. Розглянуті структури можуть містити кластери різних розмірів і різноманітні матеріали. Такі плівки використовують як фільтри, якщо кластери поглинають у певному спектральному діапазоні. Спектральні характеристики таких фільтрів можна контролювати за сортом, розміром та щільністю вбудованих кластерів. Плівки з прозорих матриць із вбудованими кластерами застосовують як фільтри в оптоелектроніці, а також через нелінійну залежність поглинання таких матеріалів від інтенсивності електромагнітної хвилі як оптичні заслони у певному спектральному діапазоні.

Плівки із вбудованими кластерами магнітних матеріалів Fe, Co, Ni також є магнітними матеріалами, які стають аналогами систем із доменною структурою та мають такі переваги: по-перше, розмір окремих зерен цих плівок, який збігається з розміром кластерів, у кілька разів менший, ніж розмір зерен-доменів у звичайних магнітних плівках, що зумовлює зменшення магнітного поля насичення для таких магнітних матеріалів; по-друге, майже однаковий розмір вбудованих кластерів

(магнітних доменів) дає змогу досягати кращої точності й селективності приладів, які працюють на основі таких матеріалів; по-третє, можливість змінювати сорт і розмір вбудованих кластерів дозволяє керувати параметрами магнітних плівок. Отже, плівки із вбудованими кластерами є новими перспективними матеріалами для прецизійних магнітних приладів.

Напилювання великих твердих металевих кластерів на підкладку може приводити до утворення пористої структури, у якій кожен кластер частково зберігає свою унікальність. Опис процесу напилювання ґрунтується на уявленні про фрактальний характер структур, що утворюються у процесі прилипання кластерів до поверхні. Специфіка плівок, отриманих напилюванням твердих кластерів з магнетронного джерела, на макрорівні проявляється в тому, що такі плівки мають проміжні властивості між компактними кристалічними й розрідженими фрактальними структурами, зокрема сталі кристалічної ґратки пористих структур відрізняються від сталих ґратки кристалічних структур; температура плавлення таких матеріалів нижча, ніж відповідних макроскопічних кристалів. У той же час ці матеріали зберігають кристалічну структуру в межах окремих кластерів. Отже, напилювання твердих кластерів на підкладку – ще один спосіб створення нових матеріалів, властивостями яких можна керувати, контролюючи структуру утвореної плівки.

Швидкість нанесення тонких плівок у магнетронних системах становить 0,1...0,2 мкм/с; тліїний розряд підтримується за тиску, нижчого ніж у системах катодного розпилення. Аморфні плівки, отримані за умов низького тиску аргону, вирізняються кращою структурою, вищими щільністю і стійкістю до окиснення, високою однорідністю.

Важливим є вибір підкладок для аморфних магнітних плівок. Наприклад, у запам'ятовувальних пристроях як підкладки зазвичай використовують скляні диски або диски з поліметилметакрилату, при цьому скляні диски іноді вкривають фотопровідним акриловим лаком, у якому попередньо роблять канавки. Матеріал підкладки майже не впливає на фазовий склад аморфної плівки та її основні магнітні властивості.

Під час виготовлення аморфних плівок будь-якими методами важливого значення набувають температура підкладки, від якої значною мірою залежать намагніченість насичення, температура Неєля та інші параметри. Плівки Tb–Fe зазвичай наносять за температури підкладки, наближеної до кімнатної.

10.7. Матеріали і структури спінової електроніки

Найбільш важливою вимогою, якій мають задовольняти матеріали і структури, використовувані для створення елементів та пристроїв спінової електроніки, є висока ефективність спінової інжекції у напівпровідникові гетероструктури. Спінову інжекцію можна реалізувати за допомогою контакту магнітного матеріалу з напівпровідником або різних спінових фільтрів.

Більшість пристроїв спінової електроніки містить як напівпровідникову складову сполуки $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, зокрема арсенід галію. За допомогою молекулярнопроменевої епітаксії на підкладці з GaAs вирощуються тунельні структури типу GaAs/ErAs/GaAs/ErAs/ErAs або GaAs/AlAs/NiAl/AlAs/GaAs. У першій гетероструктурі було виявлено негативний диференціальний опір за кімнатної температури для шару ErAs завтовшки від 2,6 до 5 нм; на GaAs вирощено й епітаксіальні плівки Co і Fe та створено надгратки.

Під час епітаксіального вирощування на GaAs металевих розплавів, що містять елементи 3 або 5-ї групи (MnSb, MnAl, MnGa), формується майже досконала межа поділу, й можна створювати структури, у яких намагніченість феромагнітних плівок напрямлена як паралельно, так і перпендикулярно зовнішній поверхні. Проте навіть у разі створення досконалої металевої феромагнітної плівки на поверхні напівпровідника здебільшого ступінь поляризації спінів під час інжекції не перевищує 40 %, а для ефективної роботи пристроїв спінтроніки він має бути багатомислившим. Установлено, що найбільш прийнятною структурою є напівметалевий феромагнетик NiMnSb, осаджений на GaAs, який дозволяє під час інжекції досягти 100 % спінової поляризації. Методом молеку-

лярнопроменевої епітаксії вирощено й більш складні гетероструктури типів «напівпровідник–феромагнетик–напівпровідник» і «феромагнетик–напівпровідник–феромагнетик».

Найбільш яскравим прикладом застосування структури «напівпровідник–феромагнетик–напівпровідник» є спін-транзистор, у якому використовують напівпровідниковий емітер (Si або GaAs), напівпровідниковий колектор (Si), а металеву базу замінено багатошаровим спіновим клапаном.

Хоча магнітні напівметалеві матеріали достатньо часто застосовують як контакти у гібридних приладах спінтроники, вони не дозволяють керувати ступенем спінової поляризації. Для розширення функціональних можливостей приладів спінтроники потрібен магнітний матеріал, який, з одного боку, був би сумісним з напівпровідниками, а з другого, змінював би феромагнітні властивості під дією світла, електричної напруги і струму. Найбільш перспективними з цього погляду є феромагнітні напівпровідники на основі сполук $A^{III}B^V$ і передусім GaMnAs. Основний метод синтезу цього матеріалу – це низькотемпературна молекулярнопроменева епітаксія, оскільки GaMnAs становить перенасичений твердий розчин, вирощуваний у сильно нерівноважних умовах. За високих температур зростання у розчині GaMnAs формуються феромагнітні комплекси MnAs, які за низьких температур не утворюються, а активність акцепторів Mn^{2+} знижується через їх компенсацію глибокими центрами As. Температура зростання GaMnAs відіграє визначальну роль у формуванні феромагнітних властивостей отриманих шарів, зокрема температури Кюрі. Феромагнетизм розчину GaMnAs залежить від концентрації магнітних іонів у формі Mn^{2+} і концентрації дірок у цьому матеріалі, зумовлених тими самими іонами, які діють як акцептори. Природно, що властивості явищ електронного перенесення тісно пов'язані з магнітними властивостями GaMnAs. Цей зв'язок проілюстровано температурною залежністю опору $Ga_{0,93}Mn_{0,07}As$ у різних магнітних полях (рис. 10.4).

Максимум опору спостерігається у точці Кюрі, за якої зростає розсіювання спінів. Температурну залежність опору можна інтерпретувати

як критичне розсіювання групи спінових магнітних моментів, що формують близький порядок, коли кореляційна довжина стає сумірною з довжиною хвилі носіїв заряду поблизу рівня Фермі.

Крім критичного розсіювання, твердий розчин GaMnAs характеризується негативним магнітоопором у широкому температурному інтервалі. Як швидко зростання опору зі зниженням температури у зразках із

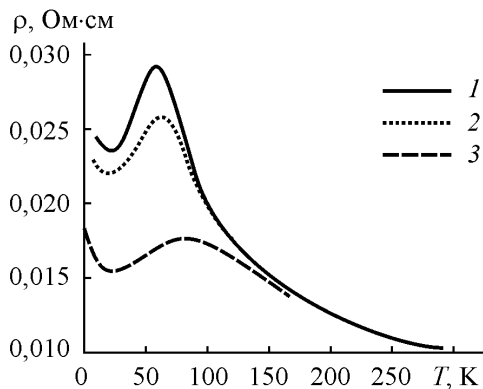


Рис. 10.4. Температурна залежність питомого опору $\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07}\text{As}$ у різних магнітних полях:
1 – 0 Тл; 2 – 1,1 Тл; 3 – 8 Тл

великим опором, так і різке зниження опору в магнітному полі за низьких температур можна пояснити за моделлю магнітних поляронів, які виникають безперервно під час зниження температури та діють як ефективні розсіювачі носіїв заряду. Магнітне поле руйнує магнітні полярони, тому опір знижується.

Нині створено різноманітні пристрої спінтроники, які ґрунтуються на гігантському магніторезистивному ефекті, що ха-

рактеризується відношенням $\frac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\min}}$, де R_{\min} і R_{\max} – опори магніт-

них плівок за паралельної та антипаралельної орієнтації магнітних моментів у шарах відповідно.

Енергонезалежність, необмежений термін служби, радіаційна стійкість, широкий температурний інтервал, висока чутливість до магнітних полів, притаманні елементам на гігантському магнітоопорі, зумовлюють їх широке застосування у різних галузях.

Для демонстрації спінових ефектів багато дослідників намагаються, використовуючи різні комбінації напівпровідникових та магнітних матеріалів, створити аналоги відомих напівпровідникових приладів сучасної мікроелектроніки. Наприклад, спін-польовий транзистор, у якому витік і стік виконано з магнітних матеріалів; транзистор на гарячих електронах із металевою базою; транзистор зі спіновим клапаном, у якому металеву базу замінено магнітними шарами; світловипромінювальні

прилади. Мабуть, недоцільно створювати прилади, які виконують ту саму функцію, що й вихідні прилади мікроелектроніки, та вважати, що добре відома транзисторна структура працюватиме краще, використовуючи спін електрона, а не його заряд. Важливість цих досліджень полягає у тому, що під час виготовлення таких транзисторів проявляється складність комбінацій магнітних і напівпровідникових матеріалів та поліпшується наше розуміння спінового транспортування.

Резюме

1. Магнітом'які матеріали – це чисте залізо та сплав заліза з кремнієм, пермалой, деякі ферити та магнітодіелектрики, й наноструктурні аморфні матеріали – характеризуються малою коерцитивною силою і високою магнітною проникністю, намагнічуються до насичення навіть у слабких магнітних полях і мають малі втрати під час перемагнічування.

2. Магнітотверді матеріали характеризуються великою коерцитивною силою, тому можуть перемагнічуватися лише поблизу точки Кюрі або в дуже сильних магнітних полях. До них належать сплави заліза з міддю, титаном, ніобієм і деякими іншими елементами, а також порошкові та оксидні феромагнетики.

3. Магнітні матеріали спеціального призначення поділяють на матеріали із середньою магнітною твердістю, магнетики із прямокутною петлею гістерезису, магнітострикційні матеріали й ферити НВЧ. Особливого значення набувають матеріали (плівки) із циліндричними магнітними доменами й матеріали для термомагнітного записування.

4. Магнітні монокристали мають такі суттєві переваги: високу рухливість доменних стінок, малу коерцитивну силу й високі магнітооптичні характеристики. Їх вирощують методом безтигельної плавки, методом Вернейля, методом Чохральського, а монокристалічні плівки наносять методом рідиннофазної епітаксії.

5. Аморфні магнітні плівки сплавів рідкісноземельних і перехідних металів виготовляють методом вакуумного й катодного розпилення. Суттєві переваги має метод магнетронного розпилення. Магнетронні системи

відрізняються від систем катодного розпилення наявністю у прикатодному просторі, крім електричного, кільцеподібного магнітного поля.

6. Магнетронний метод дає можливість розпилення матеріалів у вигляді кластерів. Особливість кластерів як реального фізичного об'єкта полягає у високій питомій поверхневій енергії та пов'язаній з нею високій реакційній здатності, а також у тому, що вони існують лише у певних часових масштабах.

7. Відомі два напрями застосування кластерного стану матерії: можливість порушувати кластерну матерію для вирішення широкого кола практичних завдань прикладного характеру (це справа найближчого майбутнього); напилювання кластерних пучків на підкладку й виготовлення у такий спосіб тонких плівок і нових матеріалів (у цьому напрямі вже досягнуто значних успіхів).

8. Матеріали і структури спінової електроніки становлять частину напівпровідникової мікроелектроніки. Методом молекулярнопроменевої епітаксії вирощено й більш складні гетероструктури типів «напівпровідник–феромагнетик–напівпровідник» і «феромагнетик–напівпровідник–феромагнетик».

9. Спінтроніка – порівняно нова, але достатньо перспективна галузь, яка вивчає застосування спінів електронів. Основну увагу вчені приділяють можливості маніпулювання квантовими спіновими станами окремого електрона для створення спінтронних квантових логічних вентилів і (у перспективі) повнофункціональних квантових комп'ютерів.

ПІСЛЯМОВА

Магнітні матеріали. Поряд з електрикою, *магнетизм* – це один із проявів електромагнітної взаємодії, яка полягає у тому, що електричні заряди впливають один на одного на відстані за допомогою магнітного поля. Джерелами *електричного поля* є індивідуальні електричні заряди (електрони або протони); мікроскопічними джерелами *магнітного поля* – орбітальні й спінові магнітні моменти елементарних частинок, атомів і молекул, а в макроскопічному масштабі магнітне поле створюється електричним струмом або постійними магнітами.

Усі речовини деякою мірою реагують на зовнішні магнітні поля, тобто мають певну магнітну сприйнятливість. Однак зазвичай *магнетиками* називають лише ті речовини, у яких хоча б деякі атоми без впливу зовнішнього магнітного поля мають *неспарені електронні спіни*. Виникнення спонтанних спінових магнітних моментів у таких атомах або іонах зумовлює наявність у них частково заповнених *d*- або *f*-оболонки атомів. Такий спонтанний магнітний момент атомів або іонів зберігається й у кристалах, тому що радіус *3d*- або *4f*-оболонки значно менший від сталої кристалічної ґратки.

У кристалах магнітний момент атома може істотно відрізнитися від магнітного моменту такого самого атома у вільному стані через спін-спінові, спін-орбітальні або орбіталь-орбітальні взаємодії. Ці розбіжності особливо суттєві для атомів восьмої групи (групи заліза), у яких *3d*-електронна оболонка має великий радіус. Магнітний момент атомів кристалів рідкісноземельних елементів наближено дорівнює магнітному моменту вільного атома, оскільки радіус оболонки *4f*-електронів порівняно невеликий. Взаємодія магнітних електронних оболонок з їхнім оточенням у кристалі не тільки впливає на значення *атомного* магнітного моменту, але й зумовлює *обмінні зв'язки* між усіма магнітними атомами кристала.

Магнетизм речовини зумовлюють спінові магнітні моменти електронів (*спіновий* магнетизм); рух електронів у оболонках атомів і молекул (*орбітальний* магнетизм); спіновий та орбітальний магнетизм нук-

лонів ядер (*ядерний* магнетизм). Ядерний магнетизм дуже малий, порівняно з електронним, хоч його й застосовують для дослідження речовин методом ядерного магнітного резонансу та глибокого охолодження методом ядерного розмагнічування. За характером взаємодії з магнітним полем і внутрішньою магнітною структурою речовини поділяють на такі типи:

1. *Магнітнонеупорядковані* речовини (діамагнетики та парамагнетики).

Діамагнетики – магнітнонеупорядковані речовини, у яких атоми або молекули 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. Діамагнетизм пояснюється прецесією електронних орбіталей атомів, іонів і молекул, тому він властивий усім речовинам. Діамагнітна сприйнятливість речовин невелика ($\chi \sim -10^{-5}$), від’ємна та майже не залежить від температури.

Парамагнетики мають власний ненульовий магнітний момент молекул (атомів або іонів), який орієнтується вздовж прикладеного зовнішнього магнітного поля. Парамагнетизм речовини (сприйнятливість $\chi \sim 10^{-3}$) визначають атоми та іони з постійним магнітним моментом. Парамагнітна сприйнятливість істотно залежить від температури – зазвичай за законом Кюрі $\chi \sim \frac{K}{T}$.

2. Речовини з *далеким магнітним порядком* (магнетики) різного впорядкування (феро-, антиферо- й феримагнетики).

Феромагнетики – речовини, у яких через обмінну взаємодію енергетично вигідною є паралельна орієнтація магнітних моментів атомів або молекул у макроскопічних ділянках матеріалу (доменах). Феромагнетизм зумовлений некомпенсованими спінами електронів, пов’язаними з орбітальними моментами електронів у атомах або іонах кристалічної ґратки. Температурна залежність магнітної проникності феромагнетиків характеризується максимумом у точці Кюрі, а спонтан-

на намагніченість знижується з температурою і зникає у цій точці. Польова залежність намагніченості характеризується гістерезисом, зумовленим переорієнтацією магнітних доменів.

Антиферомагнетики – речовини, у яких обмінна взаємодія така, що у кристалі формуються дві або більше антипаралельно орієнтовані підґратки, магнітні моменти яких становлять у сумі нульову намагніченість. В антиферомагнетиках розміщення спінів у атомних ґратках упорядковане, але спонтанна намагніченість не виникає. Важливою властивістю антиферомагнетиків є мала електропровідність.

Феримагнетики (ферити), на відміну від антиферомагнетиків, не досягають повної компенсації магнітних моментів підґраток, тому матеріал у цілому має ненульову спонтанну намагніченість. Ферити – це некомпенсовані антиферомагнетики, які поєднують властивості феро- та антиферомагнетиків: мають високу магнітну проникність, малу коерцитивну силу, велике значення індукції насичення, але, що найважливіше, великий питомий електричний опір ($\rho \sim 10^3$ Ом·см), що й дозволяє застосовувати їх в області високих частот, де звичайні феромагнетики мають великі втрати, зумовлені утворенням вихрових струмів.

Енергію магнітних взаємодій між атомами у кристалах можна оцінити за значенням точки Кюрі для феромагнетиків або за точкою Неєля для антиферомагнетиків, коли магнітний порядок руйнується і кристал переходить у неупорядкований парамагнітний стан. Зазвичай ці температури не перевищують 1000 К, тому магнітні взаємодії здебільшого набагато менші від енергії електричних взаємодій у кристалах, які у вільних атомах можна наближено оцінити за кулонівською або обмінною енергією електронів, а у кристалах – за температурою їх плавлення.

Діелектрики зазвичай діамагнітні. Лише в деяких діелектриках, що мають атоми або іони з некомпенсованими спінами у d - і f -електронних оболонках, проявляється парамагнетизм Ланжевена–Кюрі.

Напівпровідники зазвичай теж діамагнітні, але за високих температур у них може проявлятися парамагнетизм електронного газу, що перевищить діамагнітний внесок у сприйнятливість.

У *неферромагнітних металах* може переважати як слабкий діамagnetизм, так і слабкий парамагнетизм. Парамагнетизм металів має дві складові: спіновий парамагнетизм, властивий електронам провідності (парамагнетизм Паулі), і парамагнетизм електронних оболонок атомів (іонів), що утворюють кристалічні ґратки деяких металів.

Магнітні матеріали здавна широко застосовують в електротехніці й електроніці, але на сьогодні, в часи бурхливого розвитку інформаційних технологій, вони набувають ще більшої значущості завдяки розвитку наноелектроніки. Магнетики є основними робочими тілами в магнітоакустиці, техніці НВЧ, магнітооптиці й у магнітоелектроніці (спінтроніці). Вдосконалення елементів, що ґрунтуються на принципі магнетизму, підтримується швидким зростанням мікроелектронних і, особливо, наноелектронних технологій.

Магнітна електроніка. Натеper можна визначити місце магнітної електроніки серед багатьох різновидів сучасної електроніки. В основу сучасних інформаційних технологій покладено властивості носіїв інформаційного сигналу, найбільш важливим серед яких вважають електрон, який має необмежений час життя, магнітні (спіновий та орбітальний) моменти, є найменшим серед матеріальних тіл носієм електричного заряду, достатньо легко вводиться і виводиться з твердого тіла, разом з іншими електронами може групуватися у потоки. Крім того, нині в електроніці використовують властивості електрона не лише як частинки, але й як хвилі.

Становлення та розвиток фізики твердого тіла дозволили сформулювати умови застосування вільних електронів і квазічастинок у твердому тілі для створення твердотільних електронних приладів. На засадах *твердотільної електроніки* сформувалися *напівпровідникова електроніка* й *мікроелектроніка*. Дослідження процесів вимушеного випромінювання привело до формування і становлення нової галузі електроніки – *квантової електроніки*. В її основі лежать властивості зв'язаних в атомі електронів, їх колективні взаємодії з речовиною та випромінюванням.

Мікроелектроніка – галузь електроніки, яка досліджує поведінку заряджених частинок у твердому тілі під впливом електричних, магнітних, електромагнітних, механічних і теплових полів, а також створює прилади та пристрої у мікромініатюрному виконанні, використовуючи групову технологію виготовлення. У мікроелектроніці передбачено інтеграцію елементарних електронних приладів (резисторів, конденсаторів, діодів, транзисторів), тому значуще місце у мікроелектроніці належить *інтегральній електроніці*. Назва «мікроелектроніка» означає мікроелектронні розміри елементів, а «інтегральна електроніка» – інтеграцію цих елементів на одному кристалі мікросхеми.

Подальший розвиток мікроелектронних приладів пов'язаний зі зменшенням розмірів елементів приладів до субмікронних розмірів і переходом до нанометрового масштабу вимірювань, тобто мікроелектронні прилади перетворюються на наноелектронні. Варто зауважити, що у нанотехнології може бути втрачена групова технологія виготовлення електронних компонентів.

Однак не лише електрони, іони, дірки та інші частинки здатні переносити інформаційний сигнал, але й динамічні неоднорідності, властивості яких дають змогу створити клас приладів для оброблення та зберігання інформації. Наприклад, керовані магнітні вихори, що взаємодіють з електронами, покладено в основу *кріогенної електроніки*. До інших динамічних неоднорідностей можна віднести поверхневі акустичні хвилі, магнітно-статичні хвилі, хвилі зарядової густини, ганнівські, магнітні й сегнетоелектричні домени, флюксони та інші квазічастинки. Цей напрям в електроніці названо *функціональною електронікою*.

Завдяки інтеграції в одному кристалі елементів та фізичних явищ і ефектів підвищуються функціональні можливості приладів інтегральної електроніки. Зауважимо, що якщо з переходом у субмікронний діапазон розмірів у наноелектроніці принцип групової технології виробництва елементарних електронних приладів втрачається, то у функціональній електроніці зберігається.

Динамічна неоднорідність – це локальний об’єм на поверхні або всередині середовища з відмінними від його оточення властивостями, який не містить усередині статичних неоднорідностей і генерується в результаті певних фізико-хімічних процесів. Динамічна неоднорідність може бути локалізованою або переміщатися по робочому об’єму континуального середовища в результаті взаємодії з різними фізичними полями або динамічними неоднорідностями такої самої або відмінної фізичної природи. У процесі переміщення динамічної неоднорідності відбувається, наприклад, перенесення інформації. Деградація динамічної неоднорідності зазвичай не приводить до втрат і збоїв у процесах оброблення інформації. Натепер досліджено велику кількість динамічних неоднорідностей різної фізичної природи, зокрема ансамблі заряджених частинок і квазічастинок (електронні зарядові пакети, плазмони, флуксони, фонони, полярони), домени (сегнетоелектричні, ганнівські, циліндричні магнітні), динамічні неоднорідності хвильової природи (поверхневі акустичні хвилі, магнітно-статичні хвилі, хвилі просторового заряду). Магнітну електроніку можна вважати частиною функціональної електроніки.

Магнітоелектроніка – такий напрям у функціональній електроніці, у якому застосовують магнітоелектронні ефекти і явища у магнітновпорядкованих континуальних середовищах, а також створюються елементи і прилади оброблення та зберігання інформації з використанням динамічних неоднорідностей магнітоелектронної природи. Магнітне впорядкування полягає в наявності певної закономірності розміщення елементарних магнітних моментів атомів, іонів, електронів.

Магнітні моменти іонів у феромагнетику взаємодіють між собою завдяки дипольним полям, обмінній енергії та полю кристалічної структури. Виникають *магнітно-статичні хвилі*, які супроводжуються коливанням спінів у магнітновпорядкованих середовищах. Характер поширення цього збурення нагадує рух одиночної хвилі по струні, причому збільшення натягу струни аналогічно до збільшення магнітного поля (в обох випадках частота підвищується). Ці хвилі називають спіновими.

Поряд зі спіновими хвилями у феромагнетиках можна збуджувати пружні хвилі в ультразвуковому діапазоні, які розглядають як динамічні неоднорідності, між якими виникають процеси взаємодії у разі, якщо вони поширюються одночасно. Взаємодія пружних і спінових хвиль, наприклад, становить магнітострикційний зв'язок, який дозволяє змінити властивості хвиль поблизу точок синхронізму й утворити *гібридну магнітопружну* хвилю. Фазові швидкості таких хвиль вищі за швидкість звуку. В шаруватій структурі «феромагнетик–напівпровідник» спінові хвилі у феромагнітній плівці можуть взаємодіяти з електронами провідності напівпровідника, оскільки електричне поле спінової хвилі проникає через межу поділу в напівпровідник і створює там змінний струм. У разі прикладання поля до напівпровідникової плівки в ній виникає електричний струм, і носії заряду набувають упорядкованого руху. На ці носії діє сила Лоренца, що виникає внаслідок проникнення в напівпровідник магнітного поля спінової хвилі. У разі збігу швидкості впорядкування руху носіїв заряду $v_{\text{зар}}$ у напівпровіднику й фазової швидкості спінової хвилі v_H сила Лоренца коливається у протифазі із силою електричного поля хвилі. За цих умов, якщо $v_H < v_{\text{зар}}$, то спінова хвиля ослаблюється; якщо $v_H \approx v_{\text{зар}}$, то поглинання спінової хвилі не відбувається; якщо $v_H > v_{\text{зар}}$, то спінова хвиля посилюється, тобто виникає магнітоакустичний резонанс. Це яскравий приклад взаємодії динамічних неоднорідностей різної фізичної природи в різних континуальних середовищах. Магнітоакустичний резонанс зазвичай виникає на частотах $1 \dots 10$ ГГц.

У магнітновпорядкованих середовищах можна збудити динамічні неоднорідності у вигляді *магنونів* – квазічастинок, що є квантами коливань спінових хвиль. У твердих тілах, що перебувають у сильному магнітному полі, виникають хвилі плазми, які мають колову поляризацію. Їх називають спіральними хвилями або геліконами, які у процесі поширення взаємодіють із фотонами. Якщо частота звуку збігається із частотою коливань плазми, то виникають змішані коливання, тобто явище збудження звукових коливань коливаннями плазми і навпаки.

В однорідних надпровідниках II роду можна збуджувати магнітні вихори (вихори Абрикосова). Магнітний вихор – це нитка нормальної (не надпровідної) фази, оточена екранувальним струмом, уздовж осі якої проходить квант магнітного потоку або *флуксон*, значення якого розраховують як $\Phi_0 = \frac{hc}{q} = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб. Прикладаючи до цього вихору зовнішню силу (силу Лоренца), можна переміщувати вихор у площині плівки. Особливий інтерес становить використання флуксонів у плівках високотемпературних надпровідників. Для вибору континуальних середовищ керуються умовою максимальної ефективності збудження заданого типу динамічної неоднорідності.

Література

1. Кравченко А. Ф. Магнитная электроника: учеб. пособие / А. Ф. Кравченко. – Новосибирск: Изд-во Сиб. отд. РАН, 2002. – 400 с. – Библиогр.: с. 385–395. – 1000 экз. – ISBN 5-7692-0485-0.
2. Вихман Э. Квантовая физика. Берклиевский курс физики в 5 т. Т. 4 / Э. Вихман. – М.: Наука, 1974. – 415 с. – Библиогр.: с. 400–401. – 38000 экз.
3. Рандошкин В. В. Прикладная магнитооптика / В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 320 с. – Библиогр.: с. 305–317. – 8000 экз. – ISBN 5-283-01513-0.
4. Каганов М. И. Природа магнетизма / М. И. Каганов, В. М. Цукерник. – М.: Наука, 1982. – 192 с. – 150000 экз.
5. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. В 9 т. Т. 7. Физика сплошных сред / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1965. – 286 с.
6. Каганов М. И. Электроны, фононы, магноны / М. И. Каганов. – М.: Наука, 1979. – 192 с. – 90000 экз.
7. Горбачев В. В. Физика полупроводников и металлов: учеб. для вузов / В. В. Горбачев, Л. Г. Спицына. – 2-е изд. – М.: Металлургия, 1982. – 336 с. – Библиогр.: с. 336. – 6800 экз.
8. Поплавко Ю. М. Основы физики магнитных явлений в кристаллах: учеб. пособие / Ю. М. Поплавко. – Київ: АБЕРС, 2007. – 215 с. – Библиогр.: с. 315. – 300 экз.
9. Ільченко В. І. Фізика напівпровідників: навч. посіб. / В. І. Ільченко, Ю. М. Поплавко. – Київ: АБЕРС, 2010. – 318 с. – Бібліогр.: с. 317–318. – 300 пр. – ISBN 966-8934-19-9.
10. Поплавко Ю. М. Фізичне матеріалознавство. В 4 ч. Ч. 3. Провідники та магнетики: навч. посіб. / Ю. М. Поплавко, С. О. Воронов, Ю. І. Якименко. – Київ: НТУУ «КПІ», 2011. – 372 с. – Бібліогр.: с. 372. – 500 пр. – ISBN 978-966-622-413-5.

11. Таблицы физических величин: справочник / под ред. И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с. – Библиогр. в конце глав. – 28000 экз.
12. Григорьев А. Д. Электродинамика и техника СВЧ: учеб. для вузов по спец. «Электронные приборы и устройства» / А. Д. Григорьев. – М.: Высш. шк., 1990. – 335 с. – Библиогр.: с. 331. – 15000 экз. – ISBN 5-06-000685-9.
13. Соляник С. П. Перспективные направления функциональной микроэлектроники: учеб. пособие / С. П. Соляник, В. Е. Небогатых, А. С. Потапов. – Владивосток: Изд-во ДВГТУ, 2009. – 103 с. – Библиогр.: с. 101. – 100 экз. – ISBN 978-5-7596-1118-9.
14. Вонсовский С. В. Магнетизм / С. В. Вонсовский. – М.: Наука, 1975. – 1031 с. – Библиогр.: с. 1011–1024. – 12000 экз.
15. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклиевский курс физики в 5 т. Т. 2 / Э. Парселл. – М.: Наука, 1971. – 447 с. – 52000 экз.
16. Жданов Г. С. Физика твердого тела: учеб. пособие для вузов и втузов / Г. С. Жданов. – М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1962. – 501 с. – Библиогр.: с. 464–478. – 15000 экз.
17. M. Ali Omar. Elementary solid state physics. Addison-Wesley Pub. Co. – 1975. – 669 p. – ISBN 0201-60733-6.
18. Waser Rainer. Nanoelectronics and information technology. Advanced electronic materials and novel devices. – Weinheim: Wiley-VCH, 2005. – 1001 p. – ISBN 978-3-527-40542-8.
19. Hari Singh Nalva. Nanostructured materials and nanotechnology. – San Diego: Academic Press, 2002. – 834 p. – ISBN 978-0-12-513920-5.
20. Van Vlack L.H. Elements of Material Science and Engineering (Sixth edition). – Boston: Addison-Wesley Pub. Co., 1989. – 600 p. – ISBN 978-0-20-109314-8.

Предметний покажчик

- g*-фактор 35, 101
- Антиферромагнетики 19, 164
- Вентиль феритовий 283
- Відношення гіромагнітне 35, 42, 89
- Гадоліній 344
- Гіпертермія магнітна 328
- Диполь магнітний 12
- Диспрозій 345
- Дихроїзм магнітний коловий 192
 - лінійний 193
- Діамагнетики 10, 21
- Добротність магнітооптична 348
- Домен циліндричний магнітний 258
- Ефект гальванотермомагнітний поздовжній 51, 61
 - поперечний 51, 60
 - Гаусса 51, 57
 - Дембера 76
 - Еттінгсгаузена 51, 60
 - Зеємана 44
 - інварний 160
 - Керра 192, 194
 - Кікоїна–Носкова 77, 81
 - Коттона–Мутона 193, 281
 - магнітокалоричний 127, 161
 - магніторезистивний 51, 57
 - Маджі–Рігі–Ледюка 69, 74
 - Нернста 51, 61
 - Нернста–Еттінгсгаузена поздовжній 69, 72
 - – поперечний 69, 70

- Рігі–Ледюка 69, 73
- Томсона 68
- Фарадея 77, 84, 192, 280
- Фойгта 77, 85
- фотоелектромагнітний 77, 81
- Холла 51, 53
- – квантовий 118
- – – дробовий 120
- – – інтегральний 120

Залізо 334

Заслін спіновий 230

Індукція магнітна 12

Клапан спіновий 271

Кобальт 336

Лінія затримки вузькосмугова 305

- на магнітно-статичних хвилях 303

Магнетизм 12

Магнетон Бора 35, 40

Магнітоопір 51, 57, 222

- гігантський 223
- колосальний 226
- тунельний 227

Магнітопоглинання домішкове 77, 83

- міжзонне 77, 82

Магнітострикція 157

- гігантська 176

Магнон 179, 278

Маса ефективна циклотронна 78

Матеріали магнітом'які 334

- магнітотверді 341
- порошкові магнітні 342

Момент магнітний 13
Намагніченість 13
Нанобіомагнетизм 315
Наноматеріали магнітом'які 213
 – магнітотверді 215
Нанотехнологія 208
Напівпровідники магнітні 197
Напруженість магнітного поля 12
Парамагнетики 10, 25
Перетворювач магнітно-статичної хвилі 301
Пермалой 336
Пінч-ефект 51, 61
Покриття радіопоглинальні 309
Правила Хунда 28
Принцип Паулі 28
Резонанс гіромагнітний 173
 – магнітний ядерний 88
 – циклотронний 109
Рівні Ландау 78
Рідина магнітореологічна 237
 – феромагнітна 236, 338
Серродін 308
Сила коерцитивна 155
Спін 39, 179
Спінтроніка 216
Сплави литі 341
Сприйнятливність магнітна 9, 13
Сталь електротехнічна 335
Стінка Блоха 151
Суперпарамагнетики 214
Тербій 344

Термострикція 160
Томографія магнітнорезонансна 323
Транзистор спін-вентильний 235
 – спіновий польовий 234
Фазообертачі феритові 291
Фактор спектроскопічного розщеплення 35
Феримагнетики (ферити) 10, 19, 166, 337
Феритин 317
Феромагнетики 10, 19, 138
Ферон 201
Ферофлюїд 236
Фільтр феритовий 286
 – НВЧ на магнітно-статичних хвилях 305
Хвилі магнітно-статичні 296
Циркулятор феритовий 287
ЯМР-інтроскопія 96
ЯМР-спектроскопія 94

Перелік скорочень

<i>HAMR</i>	– <i>heat-assisted magnetic recording</i>
<i>MRAM</i>	– <i>magnetic random access memory</i>
АЕС	– атомна електростанція
ВБЛ	– вертикальні блохівські лінії
ГГГ	– галієво-гадолінієвий гранат
ЕОМ	– електронна обчислювальна машина
ЕПР	– електронний парамагнітний резонанс
ЕРС	– електрорушійна сила
ЗІГ	– залізоітрієвий гранат
ЗП	– запам'ятовувальні пристрої
ІЦР	– іонний циклотронний резонанс
ІЦР ПФ	– циклотронна резонанс-спектрометрія з перетворенням Фур'є
МДН	– структура «метал–діелектрик–напівпровідник»
МРТ	– магнітнорезонансна томографія
МСХ	– магнітно-статичні хвилі
НВЧ	– надвисокі частоти
ПАХ	– поверхневі акустичні хвилі
РЗЕ	– рідкісноземельний елемент
РПП	– радіопоглинальні покриття
РФЕ	– рідиннофазна епітаксія
ТМС	– тетраметилсилан
ХХ	– холостий хід
ЦМД	– циліндричні магнітні домени
ЦР	– циклотронний резонанс
ЯМР	– ядерний магнітний резонанс

Навчальне видання

Поплавко Юрій Михайлович
Борисов Олександр Васильович
Голубєва Ірина Петрівна
Діденко Юрій Вікторович

Магнетики в електроніці

Навчальний посібник

Редагування та коректура *Л. О. Коротіної*
Комп'ютерне верстання *В. Х. Заволодько*

Темплан 2013 р., поз. 1-2-004

Підп. до друку 05.11.2014. Формат 60×84 $\frac{1}{16}$. Папір офс. Гарнітура Times.
Спосіб друку – ризографія. Ум. друк. арк. 21,39. Обл.-вид. арк. 35,57. Наклад 50 пр. Зам. № 14-227.

НТУУ «КПІ» ВПІ ВПК «Політехніка»
Свідоцтво ДК № 1665 від 28.01.2004 р.
03056, Київ, вул. Політехнічна, 14, корп. 15
тел. (44) 406-81-78