

СПІНТРОНІКА. ОСНОВНІ ЯВИЩА. ТЕНДЕНЦІЇ РОЗВИТКУ

А.М. ПОГОРІЛИЙ,¹ С.М. РЯБЧЕНКО,² О.І. ТОВСТОЛИТКІН¹

¹Інститут магнетизму НАН України
(Просп. Вернадського, 36б, Київ 03142)

²Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 4б, Київ 03028)

УДК 537.6; 538.9
© 2010

У роботі викладено фізичні основи спінтроніки – галузі науки на стику фізики і електроніки, яка вивчає шляхи керування спіновими станами електронів у твердотільних системах і пропонує методи розробки пристроїв на основі виявлених ефектів і явищ. Викладено погляд авторів на історію розвитку цього напрямку. Зроблено огляд методів створення, маніпуляції та детектування спінової поляризації носіїв заряду в напівпровідниках, металах, магнітних та немагнітних об'єктах нанометрового масштабу. Описано шляхи електричного та магнітного керування спіноюю поляризацією ансамблю носіїв заряду. Розглянуто механізми релаксації системи мобільних спінів. Викладено вимоги до параметрів матеріалів, які використовуються (будуть використовуватись) для розробки елементів та приладів спінтроніки. Зроблено аналіз та класифікацію магнітних матеріалів спінтроніки.

ЗМІСТ

1. Вступ

- 1.1. Загальні ідеї спінтроніки
- 1.2. Характерні масштаби спінтроніки

2. Основні ідеї напівпровідникової спінтроніки

- 2.1. Спінова релаксація та довжина дифузії носіїв струму у напівпровідниках
- 2.2. Інжекція спин-поляризованих носіїв струму у напівпровідник
- 2.3. Напівмагнітні або магніторозчинені (розчинені магнітні) напівпровідники
- 2.4. Електричні методи створення спінової поляризації носіїв струму. Аномальний та спіновий ефекти Холла
- 2.5. Електрична маніпуляція спіноюю поляризацією носіїв струму у напівпровідниках. Спін-орбітальна взаємодія в умовах об'ємно- або структурно-індукованої асиметрії напівпровідника
- 2.6. Детектування спінової поляризації

3. Основи магнітної спінтроніки

3.1. Основні поняття та концепції

- 3.1.1. Інжекція, накопичення та детектування спінів
- 3.1.2. Магніторезистивний ефект та спінова поляризація

3.2. Історія розвитку досліджень з гігантського магнітоопору і магнітної спінтроніки

3.3. Характеристичні довжини у спінтроніці

4. Основні явища магнітної спінтроніки

4.1. Тунельний магнітоопір

4.2. Гігантський магнітоопір

- 4.2.1. СВІП-геометрія ГМО
- 4.2.2. СПП-геометрія ГМО
- 4.2.3. Види ГМО структур
- 4.2.4. Проблема невідповідності опорів

4.3. Колосальний магнітоопір

- 4.3.1. Кристалографічна структура
- 4.3.2. Електронна структура
- 4.3.3. Обмінні взаємодії
- 4.3.4. Перехід метал-діелектрик та КМО

4.4. Ефект спин-трансферного моменту обертання

5. Релаксація системи мобільних спінів

- 5.1. Спінова релаксація та спінове дефазування
- 5.2. Механізми спінової релаксації у немагнітних системах
- 5.3. Спінова релаксація в металах і напівпровідниках

6. Матеріали магнітної спінтроніки

- 6.1. Вимоги до компонентів магнітних гетероструктур
- 6.2. Магнітовпорядковані матеріали
 - 6.2.1. Феромагнітні метали та сплави
 - 6.2.2. Половинні метали
 - 6.2.3. Магнітні напівметали
 - 6.2.4. Магнітні напівпровідники
- 6.3. Класифікація провідних феромагнетиків

Перелік основних скорочень

Скорочення українською мовою		Англомовний аналог	
AEX	– аномальний ефект Холла	AHE	– anomalous Hall effect
GMO	– гігантський магнітоопір	GMR	– giant magnetoresistance
ЕРС	– електрорушійна сила	EMF	– electromotive force
КМО	– колосальний магнітоопір	CMR	– colossal magnetoresistance
МПДД	– магнітна пам'ять із довільним доступом	MRAM	– magnetic random access memory
МПЕ	– молекулярно-променева епітаксія	MBE	– molecular beam epitaxy
МРН	– магніторозчинені напівпровідники	DMS	– diluted magnetic semiconductors
МТК	– магнітний тунельний контакт	MTJ	– magnetic tunnel junction
НМ	– немагнітний	NM	– nonmagnetic
НММ	– немагнітний метал	NMM	– nonmagnetic metal
ОІА	– об'ємно-індукована асиметрія	VIA	– volume-induced asymmetry
ПО	– подвійний обмін	DE	– double exchange
РККІ-взаємодія	– взаємодія Рудермана–Кіттеля–Касуя–Йосіда	RKKY-interaction	– Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida interaction
СВП-геометрія	– струм у площині плівки	CIP-geometry	– current in plane
СЕХ	– спіновий ефект Холла	SHE	– spin Hall effect
СІА	– структурно-індукована асиметрія	SIA	– structure-induced asymmetry
СОВ	– спин-орбітальна взаємодія	SOI	– spin-orbital interaction
СПП-геометрія	– струм перпендикулярно до площини плівки	CPP-geometry	– current perpendicular to plane
ТМО	– тунельний магнітоопір	TMR	– tunneling magnetoresistance
ФЛ	– фотолюмінесценція	PL	– photoluminescence
ФМ	– феромагнетик, феромагнітний	FM	– ferromagnet(ic)

1. Вступ

1.1. Загальні ідеї спітроніки

Кінець XIX – початок XX сторіч ознаменувався науковими здобутками якісно нового типу. Серед них слід відзначити відкриття рентгенівських променів (офіційно це визнається як відкриття В.К. Рентгена – грудень 1895 року [1], хоча низка дослідників спостерігали ці ж промені раніше, зокрема І.П. Пулюй – у 1881 р. [2]), радіоактивності (А. Беккерель, 1896 р.) [3], відкриття електрона (Дж.Дж. Томсон, 1897 р.) [4]. У 1905–1917 рр. було розвинуто спеціальну та загальну теорії відносності, у 1925–1926 рр. було закладено основи послідовної квантової теорії [5]. Ці відкриття змінили не лише світоглядну базу людства. У XX сторіччя вони стали основою цілої низки нових практичних застосувань, приладів, використання яких докорінно змінило побут людей, засоби спілкування між ними, створило нові, небачені доти можливості впливу на довкілля.

Людство пізнало і стало використовувати ядерну енергію – ту саму, яка панує у Всесвіті і завдяки якій світять зорі. А у другій половині XX століття бурхливого розвитку набула електронна обчислювальна техніка. Наприкінці XX століття персональний комп'ютер і мобільний телефон стали загальнодоступними, проникли у побут, виробничу та суспільну діяльність,

освіту, докорінно змінили стиль життя і праці людей. І якщо XIX століття було періодом виникнення “індустріальних суспільств”, у яких механічні зусилля людей переключалися на різноманітні машини й механізми, то друга половина XX століття стала періодом “постіндустріальних”, а далі й “інформаційних суспільств”, “суспільств знань”, де стан суспільства і його подальший розвиток визначаються використанням елементів штучного інтелекту – приладів, що зберігають, обробляють, трансформують інформацію, спрямовують її на стосунки між людьми, управління процесами матеріального виробництва, процеси прийняття рішень.

Домінуюча роль у створенні пристроїв для збереження і обробки інформації належить нині твердотільній, у першу чергу, напівпровідниковій електроніці, яка бурхливо розвивається. Зменшується об'єм пристроїв, їх енергоспоживання, збільшується швидкодія. Але за всіма цими параметрами напівпровідникової електроніки вже нині проглядаються принципові обмеження щодо подальшого їх покращення. Сучасна електроніка використовує зарядовий стан певних елементів пристрою, який може зберігатися або змінюватись. І цей зарядовий стан елементів пристрою пов'язується із збереженням чи передачею інформаційних одиниць від одного елемента до іншого. Тобто функціонування пристрою вимагає передачі між його

го елементами певної кількості носіїв електричного струму, електронів або “дірок” – вакансій електронів у майже повністю заповнених електронних зонах. Отже, мінімальним об’ємом елемента може бути як мінімум один атом речовини, мінімальним зарядом, котрий може передаватися чи зберігатися у цьому елементі – один електрон, мінімальна витрата енергії – робота, що необхідна для переміщення носія струму від одного елемента до іншого, а максимальна швидкодія пов’язана зі швидкістю такої передачі носія. Звичайно, досягнення водночас всіх цих лімітуючих параметрів є нереальним, хоча, наприклад, повідомлення про розробку “одноелектронного транзистора”, “одномолекулярного транзистора” надходять.

Водночас, як довела сучасна фізика, елементарним частинкам притаманна не лише така характеристика, як можливий заряд, що становить ціле число зарядів електрона. Їм властиво мати власний момент кількості руху – спіні. У найпростішій класичній аналогії це відповідає уявленню, що кожен елементарну частинку (крім тих, що мають нульовий спіні) може бути подано як дзигу, що завжди обертається, не гальмуючи, з певною сталою кутовою швидкістю. Для квантових частинок цей момент кількості руху може мати лише дискретні значення. У деяких частинок він становить ціле число сталих Планка \hbar , а в деяких, зокрема в електрона – напівціле. Власне спіном частинки S називають це ціле або напівціле число, так що власний момент кількості руху частинки має величину $\hbar S$. Додатковою відмінністю від класичних уявлень для квантових частинок є те, що проекція спіну на будь-яку виділену вісь може у стаціонарних станах набувати лише дискретних значень: $S, S - 1, S - 2, \dots, -S$ (всього $-2S + 1$ різних значень). Для електрона зі спіном $1/2$ це відповідає двом можливим значенням із проекцією спіну на вісь $1/2$ і $-1/2$.

При квантових процесах сумарний спіні і сумарна проекція спіну частинок зберігаються. Отже, хоча врахування більш складних взаємодій, зокрема спіно-орбітальної, веде до скінченного часу життя стану електрона з певним значенням проекції його спіну, цей час немалий. Він, зазвичай, перевищує час вільного пробігу електрона. Тому існує можливість використати значення проекції спіну електрона за ознаку, з якою зв’язати одиницю інформації, яку можна зберігати або передавати.

Здебільшого перенесення проекції спіну від одного елемента приладу до іншого збігається з процесом переносу електронів (або дірок). Але навіть при цьому, якщо оперувати зміною чи збереженням спінового стану ансамблю електронів при їх незмінному заряді,

можна оперувати меншими витратами енергій. Крім того, з’ясувалося, що можливі процеси перенесення спінового стану без перенесення заряду взагалі, тобто можливий так званий “чисто спіновий струм” без струму зарядового. Це обіцяє реалізацію перенесення інформації від одного елемента пристрою до іншого при менших витратах енергії. Є надії і на збільшення швидкодії за таких процесів [6].

Спін-залежні процеси у фізиці напівпровідників інтенсивно досліджували у 70–90-х рр. минулого століття. Ці дослідження тривають і досі. Станом на сьогоднішній день накопичено багато інформації щодо механізмів спінової пам’яті і спінової релаксації, можливостей накопичення спінової поляризації, спінових процесів при фотозбудженні тощо.

Хоча у більшості процесів у напівпровідниках роль відіграє саме спіні – момент кількості руху, люди не рідше стикаються з іншою властивістю спіну. Частинкам зі спіном притаманний магнітний момент, і співвідношення між величиною спіну та магнітним моментом для кожної з частинок є сталим. Чи не найбільш вражаюча властивість частинок зі спіном – зв’язок спіну і статистики ансамблів частинок. Всі частинки з напівцілим спіном – ферміони. Ніякі два ферміони не можуть займати тотожних станів, а хвильова функція сукупності ферміонів завжди має бути антисиметричною, тобто має змінювати знак при перестановці місцями будь-яких двох ферміонів з ансамблю. Залежність кількості можливих станів у ансамблі ферміонів від енергії описується функцією Фермі–Дірака. А от всі частинки з цілим спіном – бозони. Вони можуть хоч усі перебувати в одному і тому ж тотожному стані, хвильова функція їх ансамблю завжди симетрична і не змінюється при перестановці місцями будь-якої кількості бозонів. Залежність кількості можливих станів у ансамблі бозонів від енергії описується функцією розподілу Бозе–Ейнштейна. Зв’язок спіну і статистики приводить до того, що енергія електростатичного відштовхування електронів між собою залежить від їх сумарного спіну, а оскільки із спіном пов’язаний магнітний момент – то й від сумарного магнітного моменту. Це так звана квантово-механічна обмінна енергія, котра відповідає за такі явища, як феромагнетизм, антиферомагнетизм тощо. Таким чином, спінові властивості речовини виявляються тісно пов’язаними з її магнітними властивостями. А техніка створення спінової поляризації речовини, маніпулювання нею тісно пов’язані зі створенням намагніченості і її змінами, поворотами тощо.

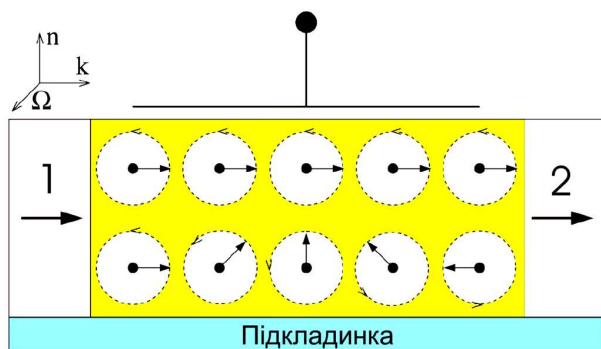


Рис. 1. Принципова схема спінового польового транзистора Датта і Даса [8]: 1 – витік спин-поляризованих носіїв, 2 – стік, що виконує водночас функцію детектора спінового стану носіїв, V_G – потенціал, що прикладається до затвора, \mathbf{n} – нормаль до площини структури, \mathbf{k} – хвильовий вектор електронів, що рухаються в каналі під дією напруги витік-стік, Ω – вектор кутової швидкості прецесії спінів електронів, що може здійснюватись під дією V_G

Бажаючи досягти нових можливостей у технічних засобах обробки інформації, наприкінці 90-х років було розпочато роботи з розробки вже не тільки фізичних основ створення приладів, які б ґрунтувалися саме на використанні спінового стану їх елементів як ідентифікаторів інформації, а й конкретних шляхів їх реалізації. Для цього нового фізико-технічного напрямку напівпровідникової електроніки було придумано нову назву – “спінтроніка”. S.A. Wolf, D.D. Awschalom та ін., у статті, надрукованій у журналі Science, проголошували, що спінтроніка це: “... електроніка, що ґрунтується на використанні спінів, у якій не електронний заряд, а електронний спин є носієм інформації, і це обіцяє можливості для нових приладів, які комбінують стандартну мікроелектроніку зі спин-залежними ефектами ...” [7].

Відтоді слово “спінтроніка” міцно увійшло у науково-технічну лексику. Електронні та комп’ютерні фірми і уряди розвинених країн оголосили конкурси науково-технічних проектів з питань спінтроніки, на які було виділено мільярдні (у доларовому еквіваленті) суми. Розпочався без перевершення “науковий бум” у цій галузі науки і техніки.

Навіть дещо раніше або на самому початку використання терміну “спінтроніка” Датта і Дас [8] запропонували принципову схему спінового польового транзистора (рис. 1).

У цьому польовому транзисторі витік може інжектувати¹ у канал спин-поляризовані (тобто з вишику-

¹ Від англійського “to inject” – вприскувати.

ваними переважно у одному напрямку спінами) електрони. Передбачається, що напрямком спінової поляризації збігається з напрямком електронного транспорту. Для цього він (витік) має бути однорідно намагніченим (без доменів) феромагнітним (ФМ) металом або феромагнітно впорядкованим напівпровідником, в яких, як відомо, переважна більшість електронів провідності є спин-поляризованою у напрямку намагніченості. Стік також має бути ФМ провідним матеріалом, котрий, до того ж, має великий магнітоопір. Напрямок його намагніченості той самий, що і у витоку. Якщо електрони, що пройдуть канал, матимуть таку ж спінову поляризацію, як і спінова поляризація переважної частини електронів стоку, то вони пройдуть через матеріал стоку з малим опором. У протилежному ж випадку опір буде великим, і вони переважно розсіюються. Тобто стік відіграє роль детектора спінової поляризації електронів, що пройшли крізь канал. Електрони у каналі, утвореному, наприклад, з гетероструктури InGaAs/InAlAs, рухаються балістично, і довжина каналу є значно меншою за довжину розсіювання електронів за напрямком спіну. Затвор пристрою керується електрично (шляхом прикладання напруги V_G). Але передбачають, що завдяки спин-орбітальній взаємодії у каналі це електричне поле створює ефективне “магнітне поле”, котре змушує спіни електронів прецесувати навкруг нього з кутовою швидкістю Ω , величина якої залежить від V_G .

На рис. 1 верхній і нижній рядки кружечків, що символічно показують електрони, спіни котрих прецесують, відповідають двом випадкам. Верхній – коли V_G таке, що спінової прецесії немає або вона відповідає цілому числу обертів навколо напрямку Ω . Тоді всі електрони приходять до стоку із напрямком спінів, що відповідає його спіновій поляризації, а отже, проходять крізь стік із малим опором їх руху. Транзистор відкритий. Нижній випадок відповідає ситуації, коли V_G підбірано так, що за час руху в каналі електронний спин повертається на півціле число обертів навколо Ω . Тоді вони можуть пройти через стік лише з великим опором – транзистор закритий.

Це була не єдина пропозиція реалізації “спінтронічного” приладу. Розпочалися як оптимістичні, так і песимістичні прогнози відносно майбутнього нового напрямку. Проведено багато цікавих досліджень, котрі розширили знання щодо спин-залежних процесів у напівпровідниках і напівпровідникових наноструктурах, котрі становлять основу сучасної мікроелектроніки [6]. Найбільшу увагу приділено таким питанням, які впливають із уже розглянутої вище схеми польового транзистора Датта і Даса. Зокрема: і) інжекція

спін поляризованих носіїв струму у напівпровідник (контакти феромагнетик-напівпровідник; створення феромагнітних при кімнатній температурі напівпровідникових матеріалів, тощо); ii) електричне управління спіновим станом спін-поляризованого струму при його протіканні в каналі наноструктури (ефекти спін-орбітальної взаємодії у матеріалах з об'ємно-індукованою асиметрією (внесок Дресельхауза) або зі структурно-індукованою асиметрією (внесок Рашби)); чисто-спіновий струм і можливості керування ним; iii) детектування спін-поляризованого струму.

Незважаючи на суттєві досягнення в усіх цих питаннях, наявні приклади реалізації тих чи інших рішень, технологічно-перспективних пристроїв, придатних для безпосереднього використання у сучасній техніці, поки що не створено. Але стало ясно, що поставлена задача використання спін-залежних ефектів у задачах обробки та збереження інформації є значно ширшою, ніж лише напівпровідникова електроніка, що ґрунтується на використанні спінів.

Отже, до спінтроники стали відносити і інші напрямки досліджень, пов'язані з залежними від спіну ефектами або такі, що комбінуються з ними. Певною мірою спрацював і той фактор, що оскільки на "спінтронику" почали виділяти великі гроші, то представники традиційних науково-технічних напрямів використання спін-залежних і магнітних явищ для збереження та обробки інформації почали прираховувати і свої напрямки до цієї модної галузі. З іншого боку, незалежно від кон'юнктурних міркувань, об'єктивним фактом є те, що науковий зміст цих традиційних напрямків магнітних (чи спінових) способів збереження і обробки інформації, а також новітніх напрямків напівпровідникової спінтроники – споріднений. Задачі тісно переплітаються як за науковим змістом, так і багато в чому за способами реалізації; часто такі задачі доповнюють одна одну. У результаті початкове, відносно вузьке трактування змісту напрямку "спінтроніка" стало розмитим, розширилося і нині до участі в ньому відносять себе дослідники і технологи, що працюють у широкому колі питань використання магнітних (заснованих на спінових властивостях) і спін-залежних властивостей речовини для задач отримання, обробки і збереження інформації.

Зокрема, набагато раніше, ніж виникло слово "спінтроніка", у науці і техніці був присутній такий напрямок як "магнітоелектроніка", який охоплював широке коло різних ефектів у парамагнітних, феро-, фері- та антиферомагнітних металах і ізоляторах, які мають або можуть мати використання у функціональних приладах збереження та обробки інформації, надви-

сокочастотній електроніці тощо. Із магнітоелектронних напрямків виявилися найбільшою мірою пов'язаними зі спінтронікою явища магніторезистивності – залежності електричного опору матеріалів і виготовлених на їх основі спеціальних структур від намагніченості, котрою можна керувати шляхом прикладання магнітного поля або зміни електричного струму. Ця група досліджень має використання для таких, наприклад, пристроїв як магнітні голівки зчитування у магнітних картках, магнітофонах та комп'ютерних накопичувачах інформації на жорстких дисках, енергонезалежній магнітній пам'яті з довільним доступом (МПДД)² тощо.

Дослідження магнітоопору почалися з робіт Мотта 1936 р. [9], у яких він пояснив магнітоопір феромагнітних металів за низьких температур на основі уявлень про наявність у них електронних підсистем "більшості" і "меншості" з орієнтацією електронних спінів вздовж або проти напрямку намагніченості зразка, котрі відрізняються ймовірністю розсіювання в межах кожної з підсистем і між ними. Зокрема, він обґрунтував, що за низьких температур, коли магнетонне розсіювання стає нехтовно малим, провідність феромагнітного металу може розглядатися як сума провідностей за згаданими двома підсистемами (двома електронними "рідинами" з нарізно орієнтованим спіном) без їх "перемішування" розсіюванням. Далі цей "дворідинний" підхід був використаний і розвинутий багатьма авторами (див., наприклад, [10]).

Значному зростанню інтересу до досліджень магніторезистивності сприяло втілення у реальну практику пристроїв для зчитування інформації на основі ефекту гігантського магнітоопору (ГМО)³. Завдяки цьому вдалося суттєво, практично на порядки, збільшити ємність жорстких дисків сучасних комп'ютерів, підняти швидкість запису і зчитування [11]. Вчені, що зробили визначальний внесок у відкриття ГМО (Альберт Ферт (A. Fert) і Пітер Грюнберг (P. Grünberg)), отримали Нобелівську премію 2007 р. [12]. Пристрої, побудовані з використанням ГМО, стали відносити до спінтронічних, отже поняття "спінтроніка" вийшло за межі того, що тепер стало називатися "напівпровідникова спінтроніка". До спінтроники відносять також дослідження спін-залежних явищ у таких нових матеріалах, як розчинені (напівмагнітні) напівпровідники, зокрема, феромагнітні напівпровідники на їх основі, спін-залежні явища в органічних напівпро-

² У англійській літературі: MRAM – magnetic random access memory.

³ У англійській літературі: GMR – giant magnetoresistance.

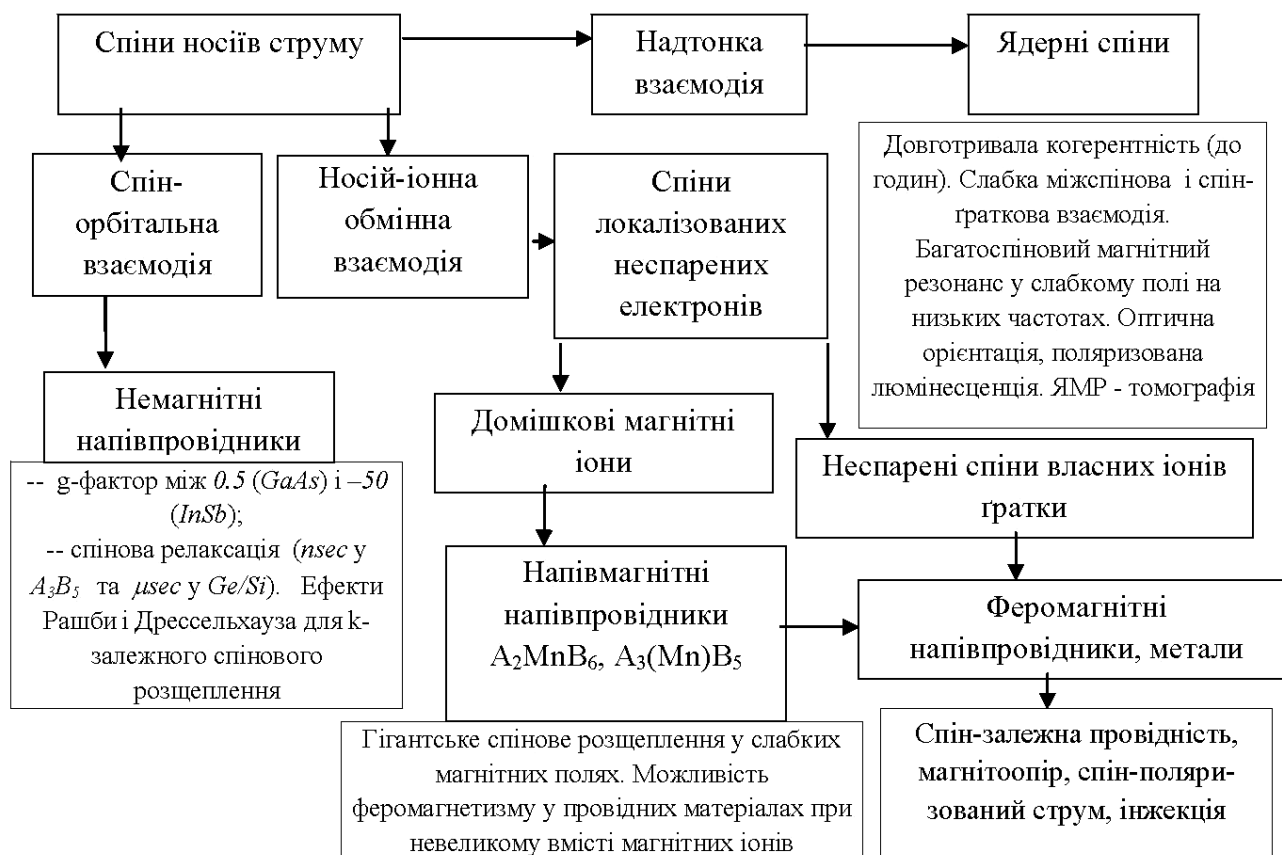


Рис. 2. Загальна схема напрямків, котрі відносять до питань спітроніки

відників та органічних феромагнетиках, вуглецевих нанотрубках і у графені. Тобто ненапівпровідникова спітроніка також набула визнання. Тому тепер часто при вживанні слова “спітроніка” до нього додають прикметник “напівпровідникова”, “магнітна” чи “магніторезистивна” тощо. Пропоновані ж пристрої часто поєднують елементи цих різних гілок спітроніки, поєднують їх також з традиційною мікроелектронікою. У цьому трактуванні загальна схема наукових напрямків, які нині відносять до спітроніки, виглядає приблизно так, як наведено на рис. 2.

Ці напрямки розвинуто по-різному, кожен з них має свою наукову історію, свої практичні застосування і, безумовно, не всі аспекти цих напрямків об’єднуються “спітронічною” ідеєю. До “класичної” напівпровідникової спітроніки частіше всього відносять саму ліву гілку на рис. 2, пов’язану зі спін-залежними явищами у немагнітних напівпровідниках та їх використанням для створення спін-електронних приладів. Питання, зумовлені носій-іонною обмінною взаємодією і пов’язані з розчиненими магнітними напівпровідни-

ками та магнітоопором структур з наночастинками феромагнітних металів, частіше приєднують до проблем напівпровідникової спітроніки в частині задач створення джерел спін-поляризованого струму і задач електричного детектування спінової поляризації носіїв струму. Гілку досліджень, що пов’язана із ядерними спінами, особливо у частині, що охоплює томографію на основі ядерного магнітного резонансу (ЯМР) відносять до спітроніки доволі рідко, хоча питання створення Q-бітів на основі ЯМР і питання оптичної орієнтації ядер у напівпровідниках відносять до неї частіше. Але практично в усіх розглянутих, що показані на рис. 2, є багато спільного, що дозволяє говорити про них, як про окремі гілки єдиної науково-технологічної галузі.

Зауважимо, що на рис. 2 не відбито ще одну вельми розвинену гілку магнітоелектроніки – спін-хвильову електроніку. Цей напрямок пов’язаний із використанням спінових хвиль у функціональних приладах надвисокочастотної електроніки, наприклад, для створення резонаторів, фільтрів, ліній затримки тощо. Це

здебільшого аналогові прилади. Не виключено, що і ця науково-технічна галузь із часом увійде у коло напрямків, котрі об'єднуюватимуться поняттям "спінтроніка".

За час, що минув після формулювання задач розвитку спінтроніки, регулярно проводяться міжнародні конференції з питань її розвитку. Станом на даний момент у літературі з'явилася певна кількість оглядів (див., наприклад, [6, 13–15]). Частина з них (наприклад, [13–15]) переважно стосується напівпровідникової спінтроніки та безпосередньо асоційованих з нею питань, а частина (наприклад, [6]) охоплює спінтроніку і у більш широкому розумінні, яке викладено вище. На початку 2008 року журнал "Nature" оголосив про намір створити підбірку "Milestones of Physics" (Віхи фізики). Перший приклад переліку таких віх представлено редакцією на Інтернет-сайті [16], присвяченому "milesrins" – "віхам" науки про спін. У переліку з 23 віх до кожної подано дату, короткий опис суті, перелік статей, на результати яких спирається відповідна "віха". Віхою 23 цього переліку, датованою 1997 р., тут значиться "Напівпровідникова спінтроніка". Але якщо трактувати поняття спінтроніки більш широко або дивитися на питання, безпосередньо асоційовані з напівпровідниковою спінтронікою, то до її питань слід віднести "віхи" 17 (1978 р. – "Розчинені магнітні напівпровідники"), 18 (1988 р. – "Тігантський магнітоопір"), 20 (1990 р. – "Пропозиція спінового польового транзистора"). Варто зазначити, що укладачі списку "milesrins", на жаль, припустилися майже повного ігнорування робіт, виконаних радянськими вченими, надрукованих у кирилично-письменних журналах, навіть тих, що перекладені англійською і доступні західному читачеві. Навіть у посиланнях на роботи західних авторів можна відзначити, що не завжди цитуються роботи, яким належить пріоритет у тих чи інших питаннях. Зокрема, в описі віхи 17 повністю проігноровані пріоритетні роботи українських вчених із досліджень розчинених магнітних (напівмагнітних) напівпровідників, у описі віхи 23 не наведено деякі пріоритетні роботи російських вчених з ФТІ ім. А.Ф. Йоффе (С.-Петербург) (про ці та інші пріоритетні роботи, що сприяли становленню спінтроніки буде згадано далі при розгляді основних ідей напівпровідникової спінтроніки). Але з точки зору знайомства з суттю відповідних наукових досягнень ознайомлення з "milesrins" у редакції Nature є безумовно корисним.

В українській науковій літературі питання спінтроніки відбиті вкрай слабо. Серед видань на цю тему варто відзначити книгу 2002 р. О.В. Третяка зі співавторами [17], видану накладом лише 300 примір-

ників. Ця книга вміщує викладення фізичних основ спін-залежних явищ, що використовуються у спінтроніці, опис основних явищ і прикладів розробок. Але, по-перше, не всі питання спінтроніки у ній охоплені, а по-друге і головне, через малий наклад вона нині практично недоступна читачеві. Оглядові доповіді з питань спінтроніки включалися до програм Українських конференцій з фізики напівпровідників 2002, 2007 і 2009 рр., конференції "Фізика в Україні" 2005 р. Але матеріали цих конференцій також недоступні читачеві. У той самий час дослідження з питань спінтроніки ведуться у наукових закладах НАН України фізичного профілю, українських університетах. У багатьох з них читають курси з різних питань цієї галузі науки. Отже, автори даного огляду поставили собі за мету дати огляд явищ і фізичних основ спінтроніки, котрий допоміг би українським дослідникам, викладачам вищих учбових закладів і студентам отримати цілісний, хоча і недетальний погляд на цю науку і сприяв би усталенню української наукової термінології у цій галузі.

1.2. Характерні масштаби спінтроніки

Характерні масштаби спінтроніки на шкалах довжин та часів показано на рис. 3. Дослідження у цій області стали можливими лише тоді, коли розвиток технологій і вимірювального обладнання дозволив створити об'єкти відповідних розмірів (нанооб'єкти) і керувати процесами в таких часових інтервалах (наносекунди).

2. Основні ідеї напівпровідникової спінтроніки

Як уже було сформульовано у Вступі під час опису польового спінового транзистора Датта і Даса [8], у задачі напівпровідникової спінтроніки входить:

- i) створення у напівпровіднику спін-поляризованих електронів або введення їх у напівпровідник;
- ii) управління спіновим станом електронів у напівпровіднику;
- iii) визначення спінового стану електронів після їх виведення із зони управління.

Звичайно, для того, щоб мати можливість взагалі оперувати спіновим ступенем вільності, треба, щоб спінова поляризація електрона (чи ансамблю електронів) зберігалася досить довгий час, достатній для такого оперування. Крім того, якщо бажати просторово перемішувати спінову поляризацію або спін-поляризовані електрони у напівпровіднику, треба переконатися, що існує можливість такого переміщення

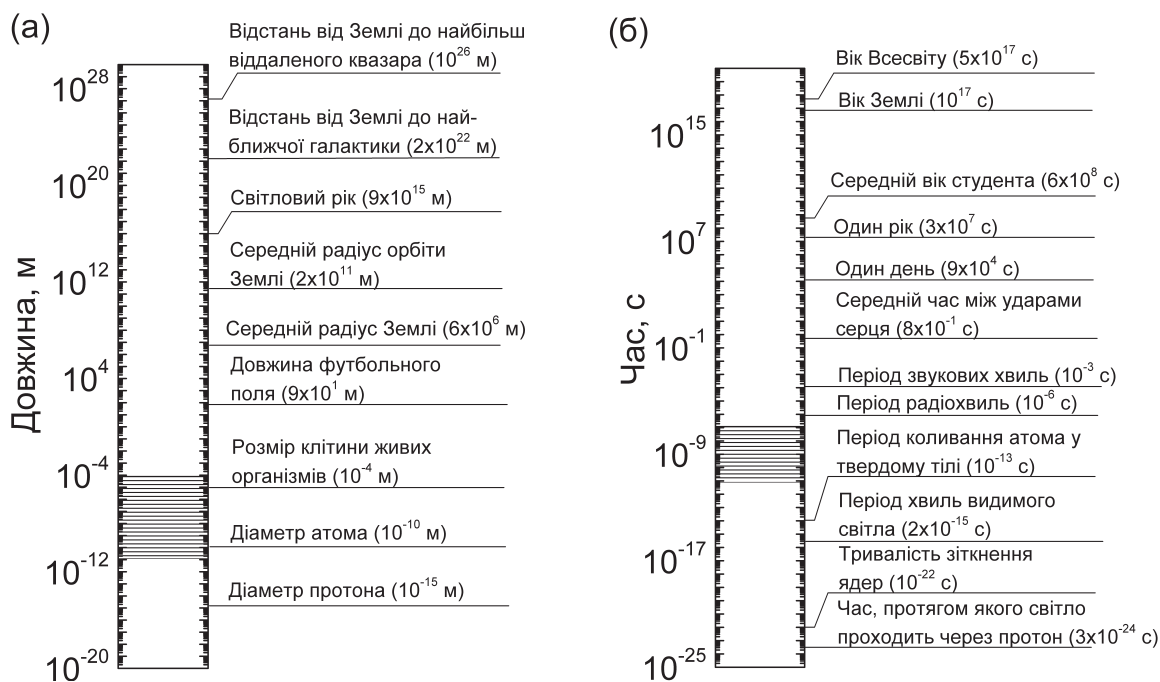


Рис. 3. Характерні масштаби спітроніки (заштрихована область) на шкалах довжин та часів

на “макроскопічну відстань”, під якою будемо розуміти типовий розмір робочої комірки сучасного електронного пристрою (як мінімум, одиниці чи десятки нанометрів). При вирішенні задач і) – ііі) можливі підходи з використанням феромагнітних елементів і/чи зовнішніх магнітних полів. Зазвичай, феромагнітні елементи мають поля розсіювання, а зовнішні магнітні поля, з одного боку, важко локалізувати у типових на наш час субмікронних розмірах робочої комірки пристрою, а з другого – існують певні складності зі швидким переключенням магнітних полів достатньої напруженості. З огляду на ці обставини бажано знайти підходи до вирішення цих задач з використанням лише немагнітних матеріалів і електричних полів. Звичайно, ця вимога не є абсолютною, і шляхи вирішення задач напівпровідникової спітроніки з використанням феромагнітних матеріалів та магнітних полів теж продовжують розглядати, принаймні на етапі моделювання тих чи інших явищ. Ведуться також роботи з компактизації феромагнітних елементів, прискорення та зменшення енерговитратності процесів їх перемагнічування.

У статті в “Nature”, присвяченій віхам науки про спін [16], віха 23 (milestone 23) “Становлення напівпровідникової спітроніки”, викладає точку зору авторів на історію ключових експериментів, що дозволили знайти такі відповіді на поставлені запитання,

які дозволяють розглядати амбітну задачу створення пристроїв напівпровідникової спітроніки як цілком реалістичну. Зважаючи на те, що у цій статті не завжди зроблено посилання на пріоритетні роботи з того чи іншого питання (див. [18], де це питання обговорюється), тут спробуємо висвітлити питання дещо ширше, ніж в [16], використовуючи в тому числі і матеріали статті [18], точка зору якої здається нам вірною.

Питання ролі спінового ступеня вільності в електронних процесах у напівпровідниках є одним із тих, котрі почали враховуватися практично із самого початку розвитку послідовної фізики напівпровідників, побудованої на квантовій механіці і сучасній фізиці твердого тіла (див., наприклад, [19, 20]). Помітний внесок у ці питання, зокрема у питання оптичного керування спінами носіїв електричного струму та ядер у напівпровідниках, було внесено, починаючи з 60-х років ХХ століття, співробітниками лабораторії під керівництвом проф. Б.П. Захарчені у ФТІ ім. А.Ф. Йоффе АН СРСР (зараз РАН) у м. Ленінграді (нині Санкт-Петербург, Російська Федерація) і співробітниками з лабораторії І. Соломона та Дж. Лампеля з Еколь Політехнік у Парижі (Ecole Polytechnique, Paris, France). Прикладами публікацій цих наукових груп можуть слугувати, наприклад, роботи [21, 22]. Провідними у питаннях теорії були тео-

ретики із ФТІ ім. А.Ф. Йоффе АН СРСР (нині РАН), що можна буде побачити далі з посилань на ті чи інші теоретично обґрунтовані пропозиції або пояснення спостережуваних ефектів.

2.1. Спінова релаксація та довжина дифузії носіїв струму у напівпровідниках

У значній частині цих досліджень поляризовані за спіном електрони створювалися у попередньо легуваному напівпровіднику з n чи p типом провідності шляхом оптичного збудження за допомогою циркулярно поляризованого світла. Як правило, при цьому створювалися як спін-поляризовані електрони, так і дірки. Але для кубічних напівпровідників валентна зона Γ_8 у точці $k = 0$ є виродженою. І завдяки спін-орбітальній взаємодії час спінової релаксації τ_S для дірок у цій зоні виявляється значно коротшим за час їх життя (для більш детального знайомства зі структурою та симетрією валентних зон у напівпровідниках, їх позначеннями див. підручники з фізики напівпровідників, наприклад [19, 20]). Тому за час перебування у цій зоні дірки встигають втрачати поляризацію, і циркулярна поляризація фотолюмінесценції (ФЛ), зумовлена рекомбінацією електронів провідності з дірками Γ_8 зони у околі $k = 0$, визначається лише спіноювою поляризацією електронів. Варто зазначити, що у роботі [23], мабуть, вперше спостерігалася і спінова поляризація дірок у GaAs, але тих дірок, які створені фотозбудженням не у Γ_8 зоні, а у спін-орбітально відщепленій Γ_7 зоні. Це спостереження варто розглядати як цікаву наукову подробицю, хоча ФЛ, зумовлена рекомбінацією електронів провідності з дірками Γ_7 зони вкрай слабка, і створити суттєву населеність цієї зони практично навряд чи реально.

З'ясування механізмів, що визначають час спінової релаксації для електронів провідності у напівпровідниках, було об'єктом уваги теоретиків. Визначено головні механізми електронної спінової релаксації у напівпровідниках – Елліотта–Яфета, Дьяконова–Переля, Біра–Аронова–Пікуса. Для конкретних ситуацій розглянуто різні їх можливості, комбінації, додаткові канали релаксації, що можуть виникати у різних окремих випадках. Достатньо повний і змістовний огляд цих питань [24] міститься у розділі 3 книги [21] (короткий опис цих механізмів релаксації див. у розділі “Релаксація системи мобільних спінів” цього огляду).

Для експериментального визначення часу спінової релаксації застосовано метод спостереження ефекту

Ханле (Hanle), тобто спостереження руйнування циркулярної поляризації ФЛ, зумовленої спіноювою поляризацією електронів провідності, при прикладанні відносно слабкого магнітного поля. Напрямок магнітного поля є поперечним до напрямку збудження люмінесценції циркулярно поляризованим світлом, тобто до напрямку спінової орієнтації електронів провідності. У такому полі існуюча намагніченість електронів починає прецесувати навколо прикладеного поля (з індукцією B) з ларморівською (Larmor) частотою $\mu_B g_e B / \hbar$ (g_e – електронний g -фактор, а μ_B – магнетон Бора). При цьому проекція електронного спіну S_z на початковий напрям його орієнтації зменшується зі зростанням поля, що веде до деполіризації фотолюмінесценції (це і зветься “ефект Ханле”). Залежність $S_z(B)$ має вигляд

$$S_z(B) = 0, 25 \frac{\tau_S}{\tau_S + \tau_J} \frac{1}{1 + (B/\Delta B)^2}, \quad (1)$$

де обернена величина спінового часу життя

$$T_S^{-1} = \tau_S^{-1} + \tau_J^{-1} \quad (2)$$

може бути визначена шляхом експериментального вимірювання $\Delta B = \hbar / \mu_B g_e T_S$. Тут τ_S – час спінової релаксації, а τ_J – час життя фотозбуджених електронів. Оскільки у напівпровіднику n -типу час життя електронів τ_J при слабкій накачці значно більший за τ_S , для таких накачок $T_S \approx \tau_S$. З урахуванням цього, вимірювання півширини кривої Ханле водночас із вимірюванням поляризації фотолюмінесценції за відсутності магнітного поля дозволяють визначити τ_S . За даними [18], у такий спосіб С. Weisbuch [25] визначив, що у n -GaAs з $N_D - N_A \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (тут N_D і N_A – концентрації донорів і акцепторів відповідно) при 1,7 К та слабкій накачці час спінової релаксації електронів становить $\tau_S \approx 30$ нс. Це був уже достатній час спінової релаксації, щоб дозволити маніпулювати спіном спін-поляризованих електронів.

У роботі [26] Р.І. Джіоев зі співавторами визначили довжину, на яку може пересуватися у кристалі спін-поляризований електрон із подібним часом спінової релаксації (спінову дифузійну довжину $l_{sd} = \sqrt{D_e \tau_S}$, де D_e – коефіцієнт дифузії електрона). Експерименти проводили з n -GaAs (при низькому рівні легування $\approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), для якого було визначено, що час спінової релаксації дорівнює $\tau_S \approx 42$ нс при температурі рідкого гелію. Було використано ефект перепоглинання світла люмінесценції, що випромінюється з глибини кристала. При цьому циркулярна поляризація світла випромінювання, зу-

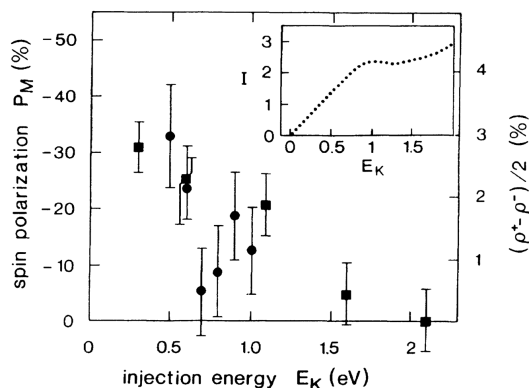
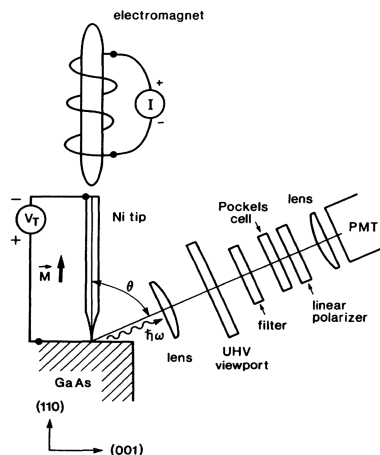


Рис. 4. Схема експерименту роботи [32] (ліворуч) і знайдена у цій роботі залежність ступеня спінової поляризації від енергії інжекції E_K (праворуч). На вставці – залежність інтенсивності люмінесценції від E_K (запозичено з роботи [32])

мовлена створеною циркулярно-поляризованим збудженням спіновою поляризацією електронів, зберігається лише для неперепоглинутого світла. Імовірність виходу з кристала світла, що виходить із глибини кристала z від поверхні, пропорційна $\exp[-a(\lambda)z]$, де $a(\lambda)$ – коефіцієнт поглинання, котрий сильно залежить від довжини хвилі випромінювання λ . Вимірюючи спектральну залежність ступеня циркулярної поляризації світла $\rho_c(\lambda)$, що випромінюється нормально до площини кристала, збудженого циркулярно-поляризованим світлом, автори [26] знайшли величини D_e і l_{sd} . Остання величина дорівнює $l_{sd} = 10$ мкм.

У 1997 р. J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom і їх співавтори, виявили, що час когерентності для спінових станів електронів може становити до 1 нс в $A^{II}B^{VI}$ напівпровідникових сполуках при кімнатній температурі – доказ того, що і за цих умов спіновий стан може жити досить довго [27]. Два роки по тому та ж сама група дослідників виявила, що у сполуках $A^{III}B^V$ час спінової когерентності може бути більшим за 100 нс, і показала, що під впливом електричного поля електронні заряди можуть поширюватися на відстані більше 100 мкм, не змінюючи свого спінового стану [28, 29].

У 2001 р. Р.І. Джіоєвим, Б.П. Захарченю і їх співавторами [30] було встановлено, що час спінової релаксації електронів, локалізованих на мілких донорах у n -GaAs з $N_D - N_A \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, досягає 290 ± 30 нс при 4,2 К. Обмінна взаємодія квазівільних електронів і електронів донорів пригнічує головний канал втрати спінової орієнтації для електронів, локалізованих

на донорах – релаксацію через надтонку взаємодію з ядрами кристалічної ґратки.

2.2. Інжекція спін-поляризованих носіїв струму у напівпровідник

Введення спін-поляризованих носіїв струму у напівпровідниковий кристал за допомогою оптичної орієнтації (тобто шляхом освітлення зразка циркулярно-поляризованим світлом) є придатним для дослідницьких цілей, але не дуже підходить для задачі створення практично діючих пристроїв. У 1976 р. А.Г. Аронов і Г.Є. Пікус [31] показали, що теоретично можливо ввести спіни з певною орієнтацією із зовнішніх електродів у напівпровідник.

S.F. Alvarado і P. Renaud [32] першими спостерігали спінову інжекцію з феромагнетика у напівпровідник. Електричний струм із феромагнітного (нікель) кінчика скануючого тунельного мікроскопа (СТМ) в p -GaAs супроводжувався спіновим струмом. Електрично введені спін-поляризовані електрони рекомбінували з дірками в p -GaAs, викликаючи електролюмінесценцію. Відповідно до правил добору, електролюмінесценція стає циркулярно-поляризованою зі ступенем поляризації ρ_c , який має бути пропорційним до ефективності спінової інжекції P_M . Автори [32] у ролі ρ_c вимірювали різницю циркулярних поляризацій ρ^+ і ρ^- , що виникає при різних напрямках намагнічування кінчика СТМ, залежно від енергії електронів, які інжектувалися через тунельний контакт (рис. 4), і з аналізу цієї залежності знайшли, що ефективність спінової інжекції може досягати 48%.

Незважаючи на встановлену принципову можливість такого способу створення спінової поляризації носіїв струму у напівпровіднику, питання інжекції спін-поляризованих електронів у напівпровідник із феромагнітного матеріалу, де ця спінова поляризація велика, зіткнулися з проблемою явищ на інтерфейсі ФМ-метал–напівпровідник. З'ясувалося, що тут виникає значне розсіювання і суттєві втрати поляризації (цікавий аналіз врахування цих явищ на простій моделі резисторів надав Е.Й. Рашба у [33]). Тому виникло завдання створити матеріали, які б за суттю були напівпровідниками, сумісними з матеріалами сучасної електроніки, але мали б спін-поляризовані носії струму.

2.3. Напівмагнітні, або магніторозчинені (розчинені магнітні) напівпровідники

У ролі напівпровідників зі значною спіновою поляризацією носіїв струму могли б виступити розчинені магнітні (або напівмагнітні) напівпровідники (МРН)⁴ – звичайні напівпровідники, в яких відносно невелика частина катіонів (наприклад, до 5%) заміщена на іони перехідних металів, зокрема групи заліза. У таких сполуках виникає досить сильна носій-іонна обмінна взаємодія, котра приводить до гігантського спінового розщеплення електронних і екситонних зон при спінової поляризації підсистеми локалізованих спінів заміщуючих перехідних іонів. Вперше цей ефект спостерігався і був пояснений у [34–37] для широкощілинних напівпровідників і в [38] для вузькощілинних, а в роботі [39] було вперше передбачено виникнення ФМ впорядкування підсистеми перехідних іонів у таких сполуках при створенні в них достатньо великої густини носіїв струму. У кінці 70-х і у 80-ті рр. досліджували переважно розчинені магнітні напівпровідники на основі $A^{II}B^{VI}$ та $A^{IV}B^{VI}$, де очікувана температура магнітного впорядкування при реально існуючих густинах носіїв струму не мала б бути високою. Мабуть, тому передбачена можливість індукованого носіями струму ФМ впорядкування у МРН не викликала тоді великої зацікавленості. Індукований носіями феромагнетизм експериментально був виявлений у 90-ті роки у МРН на основі $A^{IV}B^{VI}$ [40–42] або на гетероструктурах $A^{II}B^{VI}$, $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Zn_{1-x}Mn_xTe$ тощо (див., наприклад, [43]). При $x \leq 0,10$ і концентрації дірок до 10^{20} см^{-3} магнітний порядок виникав в області температур 1–3 К. У кристалах з електрон-

ною провідністю прогнозовані температури ФМ впорядкування були ще нижчими більш ніж на порядок (при подібній же концентрації магнітного компонента і носіїв струму). Збільшення концентрації магнітного компонента не давало можливості суттєво підняти температуру ФМ впорядкування. Воно приводило до виникнення антиферомагнітно-зв'язаних пар і більш складних кластерів перехідних іонів. У результаті ефективно діюча концентрація магнітних іонів не лише не збільшувалася при досягненні величиною x порога перколяції для найближчих сусідів, а навпаки – зменшувалася. Як наслідок, збільшення x понад 0,12 не приводило до підвищення температури переходу у ФМ стан. Отже, незважаючи на цікаву фізичну сторону явищ, ці матеріали не обіцяли перспективи практичних застосувань.

На початку 90-х рр. виникли нові надії у цій галузі. Японські дослідники Н. Ohno та Н. Munekata розпочали низькотемпературне МПЕ⁵ вирощування $A^{III}B^V$ напівпровідників, де частина тривалентних катіонів заміщувалася на двовалентний Mn [44]. В інший спосіб іони Mn у помітній концентрації у кристалічну ґратку $A^{III}B^V$ не входили. Виявилось, що в таких матеріалах іони Mn^{2+} виступають як акцептори. Дірка на акцепторній орбіті має суттєво більш сильну обмінну взаємодію з електронами d -оболонки Mn, ніж вільна дірка. При достатній концентрації цих іонів утворюється діркова домішкова зона провідності, дірки якої, з одного боку, сильно обмінно взаємодіють з локалізованими спінами $3d$ -домішки, а з іншого – вони є делокалізованими і можуть забезпечити ФМ впорядкування спінової системи цих домішок. Тому (це, звичайно, дещо спрощений опис) температура ФМ впорядкування цих розчинених і водночас легованих акцепторами у високій концентрації напівпровідників сягнула трохи вище 110 К [44, 45]. Виникли надії, що, оптимізувавши дещо склад цих матеріалів і умови вирощування, можна буде підняти температуру впорядкування вище кімнатної, щоб забезпечити застосування таких матеріалів у практичних пристроях спінтроніки. Нещодавно температуру Кюрі у GaAs:Mn було підвищено до 180 К завдяки ретельному контролю процесів відпалів при вирощуванні [46].

Почався новий етап активних досліджень розчинених магнітних напівпровідників. Т. Дітл та ін. [47–50] докладно опрацювали теорію індукованого носіями ФМ впорядкування у цих сполуках, врахувавши ба-

⁴ У англійській літературі: DMS – diluted magnetic semiconductors або SMS – semimagnetic semiconductors.

⁵ МПЕ – молекулярно-променева епітаксія (у англійській літературі: MBE – molecular beam epitaxy)

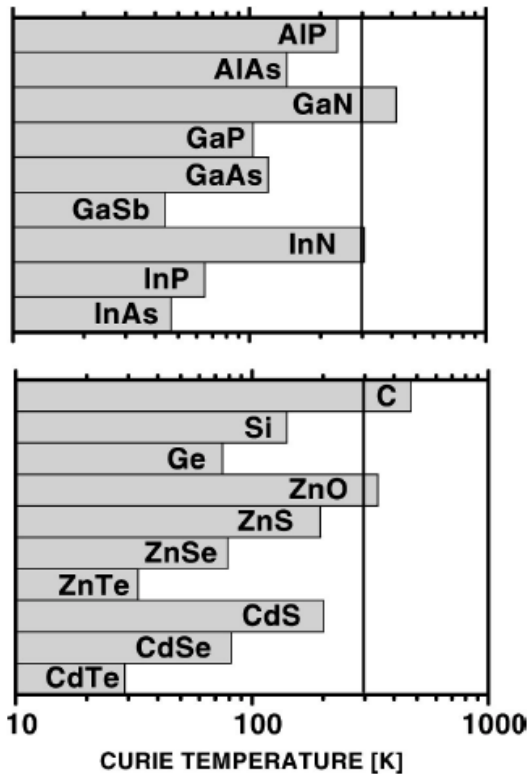


Рис. 5. Передбачення, зроблені у [48], щодо можливих температур ФМ впорядкування для різних напівпровідників із заміщенням 5% катіонів на іони Mn^{2+} і з концентрацією “вільних” дірок $3,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (запозичено з [48])

гато деталей, яких, звичайно, не було у роботі [39], де ефект індукованого носіями через носій-іонну обмінну взаємодію ФМ впорядкування розчинених магнітних напівпровідників передбачався як принципова можливість. Дітл [48] також провів порівняльний аналіз різних напівпровідників з точки зору температури ФМ впорядкування, яка в цьому напівпровіднику може реалізуватися. Його оцінки зроблено для випадку 5% заміщення катіонів на марганець при концентрації дірок $3,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Отримані ним прогностичні результати проілюстровано діаграмою, наведеною на рис. 5.

Щодо аналізу цих даних слід зробити такі зауваження. Експериментальні дослідження, проведені на таких МРН, як $Cd_{1-x}Mn_xTe$ та $Zn_{1-x}Mn_xTe$ (хоча при концентраціях дірок p приблизно на порядок менших і при дещо (в 1,5–3 рази) менших концентраціях іонів Mn^{2+} [43, 51, 52]), виявили T_C на порядок менші, ніж це впливає з розрахунків (див. рис. 5). Можна спробувати врахувати очікувані зміни T_C при відповідному підвищенні концентрації дірок p і вмісті заміщуючих іонів Mn^{2+} , x . Наприклад, для $Zn_{0,962}Mn_{0,038}Te:N$

з $p = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в [51] було знайдено температуру впорядкування $T_C = 2,3 \text{ К}$. Температура впорядкування у випадку виродженого газу носіїв має бути пропорційна до їх концентрації у степені $1/3$ [39, 48] і пропорційна до $(N\beta)^2$, де β – константа дірково-іонної обмінної взаємодії при заданому об’ємі локалізації дірки V_{loc} (для вільної дірки – у об’ємі кристала), N – кількість елементарних комірок кристала у цьому об’ємі. Отже, β , яка залежить від об’єму локалізації, є фактично невизначеною; при цьому характеристикою обмінної взаємодії дірки з парамагнітним іоном є величина $N\beta$ – це константа дірково-іонної обмінної взаємодії в уявленні, що діркова хвильова функція нормована на одну комірку (або локалізована у ній). У значній частині літератури, наприклад і у [48], замість величини $N\beta$ використовують величину $N_0\beta' \equiv N\beta$, де N_0 – кількість катіонних вузлів у довільно обраному об’ємі нормування хвильової функції носія (наприклад, такого, що дорівнює одиниці об’єму у використовуваній системі одиниць обчислень, що проводяться, скажімо – 1 см^3). При цьому величина β' має розмірність не енергії, як це має бути для обмінної константи, а енергії, помноженої на об’єм ($\beta' = \beta N/N_0 = \beta V_{loc}$), і має зміст обмінної константи, яка була б за умови, якби носій струму локалізувався в одиниці об’єму кристала. Введена у такий спосіб величина β' набуває визначеності, хоча втрачає зміст реально діючої обмінної константи між носієм струму і введеним у кристал парамагнітним іоном. На результатах обчислень таке перевищення $N_0\beta'$ замість $N\beta$ не відбивається. Відзначимо лише, що автори робіт, у яких використовують таке визначення, здебільшого позначають β' як β , не акцентуючи уваги на використаному способі введення цієї константи. Така ж ситуація має місце і для введення константи обмінної взаємодії носія струму зони провідності з домішковим парамагнітним іоном, яку позначають $N\alpha \equiv N_0\alpha'$. Величина T_C має бути також пропорційна до ефективного вмісту x_e локалізованих спінів іонів Mn^{2+} , який за рахунок зв’язування частини цих іонів у антиферромагнітні кластери є завжди дещо менший від повного вмісту іонів Mn^{2+} , x , і наростає із ним повільно до порога перколяції (приблизно 12%) та починає спадати зі збільшенням x вище нього.

Розглянемо такий приклад. Для згаданого вже зразка із $x = 0,038$ з роботи [51], ефективний вміст локалізованих спінів x_e становив 0,025. Для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ параметр $N\beta$ становить $-0,88 \text{ еВ}$, а для $Zn_{1-x}Mn_xTe$ $-1,1 \text{ еВ}$. Обчислення можливого збільшення T_C (якщо звести x і p до значень, використа-

них у [48]) показує, що відповідні поправки до експериментальних даних роботи [51] на відміни вмісту Mn^{2+} і концентрації дірок, не дають начебто пропонувану на рис. 5 температуру впорядкування у 30 К для $p-Zn_{1-x}Mn_xTe$ з $x = 0,05$ і $p = 3,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а дають її значення лише поблизу 3 К. Отже, на перший погляд складається враження, що, не дивлячись на те, що концентрація дірок і іонів Mn^{2+} в експериментах були дещо меншими, ніж використані в оцінках для рис. 5, експериментально знайдені температури впорядкування суттєво менші за ті, які отримано в роботі [48] для цих сполук. Не узгоджуються ці експериментальні дані і з оцінками, наведеними у [39].

Відповідь на питання щодо невідповідності експериментальних і розрахункових даних міститься у роботі [48]. На відміну від [39], у [48] враховано ефект спин-орбітального розщеплення валентної зони у кристалах $A^{IV}B^VI$ та $A^{III}B^V$. При цьому отримано, що для концентрацій дірок p , для яких енергія Фермі, E_F , є суттєво меншою за параметр спин-орбітального розщеплення валентної зони, Δ_{so} , розрахована величина T_C стає суттєво (майже на порядок) меншою, ніж обчислена без урахування цього розщеплення. У той же час, коли p суттєво збільшується, так що починає виконуватись нерівність $E_F \geq \Delta_{so}$, ефект спин-орбітальної редукції величини T_C усувається. Отже, відповідно до оцінок [48], у $Zn_{1-x}Mn_xTe$ в інтервалі концентрацій $3 \cdot 10^{19} \leq p \leq 3,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ залежність $T_C(p)$ має бути суттєво більш сильною, ніж $p^{1/3}$, що узгоджує результати [51] з оцінками [48]. Таким чином, якщо вважати вірними теоретично передбачені у [48] для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ і для $Zn_{1-x}Mn_xTe$ температури впорядкування приблизно 30 К при $x = 0,05$ і $p = 3,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, то для сполук, для яких у цій роботі (див. рис. 5) передбачені температури впорядкування більші за кімнатну ($ZnMnO$, $GaMnN$, $C:Mn$), величина $|N\beta|$ мала б становити величину, більшу приблизно у 3 рази (для цих сполук, при вибраній концентрації дірок p , ефект спин-орбітальної редукції T_C має також бути відсутнім). Така величина $|N\beta|$ була б порівнянною з шириною валентної зони. Оскільки звичайні уявлення про природу обмінної константи $N\beta$ пов'язані з $p-d$ -гібридизацією і про "кінетичний" обмін, правомірність екстраполяції тенденцій залежності $N\beta$ від параметрів кристала з області значень, де $|N\beta|$ менше за ширину валентної зони, до тої, де це співвідношення не виконується, стає неочевидною. У [48] використано апроксимацію $N_0\beta' \equiv N\beta \propto a^{-3}$, де a – параметр кубічної кристалічної ґратки, тобто було зроблено припущення, що β' для Mn^{2+} -діркової взаємодії однакова для всіх кристалів. Ця апроксима-

ція виглядає природною для малої $p-d$ -гібридизації, але для значної гібридизації її використання стає неочевидним. У випадку, якщо величина $N\beta$ є порівнянною з шириною валентної зони, мають бути взяті до уваги ефекти багаторазового розсіювання дірки на локалізованому спіні і, навіть, можливість локалізації дірки.

Ефекти багаторазового розсіювання дірок на іонах Mn^{2+} були експериментально виявлені при магнітооптичних дослідженнях гігантського спінового розщеплення екситонних спектрів у $Cd_{1-x}Mn_xS$ [53, 54]. Вони проявилися в концентраційній (від вмісту іонів Mn) залежності ефективного значення параметра $N\beta$, котрому для пояснення спінового розщеплення A -екситонної смуги виявилось за потрібне приписувати значення $(-3 \div -4)$ еВ для $x \rightarrow 0$, але знижувати його абсолютне значення до $-1,4$ еВ для випадків $x > 0,01$ або для пояснення розщеплення B -екситонної полоси [54]. Теоретичне пояснення цього ефекту на основі багаторазового розсіювання було надано у [55, 56]. Як правило, параметр $|N\beta| \approx 1,4$ еВ недостатній, щоб забезпечити прогнозовану рис. 5 температуру індукованого дірками ФМ впорядкування в $Cd_{0,95}Mn_{0,05}S$ приблизно 200 К навіть і при $p = 3,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Створення сполук $ZnMnO$, $ZnCoO$, $GaMnN$ з достатньою концентрацією носіїв стикається з проблемами, котрі досі не знайшли технологічного вирішення. Річ у тім, що тут заміщення катіона на перехідний метал є ізовалентним, що добре для великої рухливості носіїв, але самі носії мають створюватись за рахунок додаткового неізовалентного легування матеріалу іншими іонами у потрібній концентрації. А межа розчинності для такого неізовалентного легування здебільшого обмежена. Але магнітооптичні дослідження цих сполук, з яких можна отримати значення носій-іонних обмінних констант і перевірити існуючі прогнози без створення великої концентрації носіїв, показали, що величини $|N\beta|$ у них набагато менші, ніж потрібні для того, щоб забезпечити прогноз рис. 5. Наприклад, у [57], з гігантського спінового розщеплення знайдено ефективне значення $N\beta$ для $GaMnN$, яке становить $+0,5 \pm 0,2$ еВ, на відміну від прогнозованого значення $-2,37$ еВ (див. табл. II додатка С роботи [48]). Це зменшення пояснено у [58] тим, що сильна $p-d$ -гібридизація, властива нітридам та оксидам, веде до суттєвої ренормалізації обмінного розщеплення валентної зони. Відміна оцінок для $N\beta$ від значення, використаного у [48] (яке отримане шляхом екстраполяції залежності $N\beta$ від параметра кристалічної ґратки напівпровідника), знайшла своє відбиття

і в теорії. Так, у роботі [58], це питання проаналізовано детально і показано, що, наприклад, для ZnO:Mn розрахункове значення параметра $N\beta$ має становити $-1,42$, а не $-2,48$ eV, як це передбачається з оцінок [48] (див. табл. II додатка С роботи [48]).

Отже, мусимо визнати, що передбачення температур магнітного впорядкування розчинених магнітних напівпровідників, зроблені в роботі [48] (див. рис. 5), є суттєво завищеними (принаймні у частині сполук, де прогноуються температури впорядкування, вищі за кімнатну). У той же час, є багато експериментальних робіт, автори котрих повідомляють про спостереження феромагнетизму за кімнатної температури в цих чи інших сполуках, легованих перехідними металами у помірних концентраціях (заміщення до декількох відсотків, суттєво менше перколяційної межі), навіть без створення у зразках достатньої концентрації носіїв струму. Є навіть роботи, де спостерігають феромагнетизм за кімнатної температури у зразках, нелегованих перехідними металами, у нанопорошках окислів тощо. У переважній більшості таких робіт спостережуваний феромагнетизм є наслідком тих чи інших включень інших фаз (наприклад, нанорозмірних включень тих же перехідних металів чи їх сполук, котрі є феро- або феримагнітні при кімнатній температурі). Іноді феромагнетизм дає утворення підвищеної концентрації перехідних металів на міжблокових межах, присутніх у досліджуванних зразках.

Окрему течію становлять роботи, в яких автори розглядають можливість виникнення феромагнетизму завдяки тим чи іншим дефектам у напівпровіднику, котрі, захопивши носії, стають парамагнітними. Вперше подібне виникнення феромагнетизму завдяки взаємодії саме парамагнітних дефектів, а не заміщуючих іонів перехідних металів, із носіями струму у напівпровідниках було розглянуто і обґрунтовано в роботі [59] для вузькощілинних напівпровідників. Відомі також роботи про феромагнітне впорядкування електронів, захоплених зарядженими дислокаціями [60]. Цей напрямок пошуку є цікавим. Хоча треба визнати, що існуючі на цей час роботи, де автори спостерігають криві намагнічування феромагнітного типу у широкощілинних напівпровідниках чи ізоляторах за кімнатної температури і намагаються пояснити, що це феромагнітний стан зразка в цілому, а не якихось включень у нього, і цей стан пояснюється спіновим впорядкуванням парамагнітних дефектів того чи іншого типу, не є переконливими. У більшості випадків вдається теоретично або експериментально спростувати таку інтерпретацію.

Таким чином, проблема створення феромагнітних при кімнатній температурі напівпровідників, які могли б бути використані як інжектори спінополяризованого струму у приладах спінтроніки, залишається не вирішеною.

2.4. Електричні методи створення спінової поляризації носіїв струму. Аномальний та спіновий ефекти Холла

Поряд із створенням спінової поляризації носіїв струму у напівпровіднику шляхом спінової інжекції з феромагнітних матеріалів цікавою є інша ідея. Вона полягає у створенні в напівпровіднику просторового розділення початково не поляризованого за спіном ансамблю носіїв струму на спіно-поляризовані потоки чисто електричними методами. Якби це вдалося, то не було б потреби розміщувати феромагнітні елементи поряд з каналом, у якому треба керувати спіновою прецесією. Відомо, що у провідних системах наявний ефект Холла – поява електрорушійної сили (ЕРС) у напрямку, перпендикулярному до напрямків струму і магнітного поля, якщо поле, в свою чергу, перпендикулярне напрямку струму. Він викликаний силою Лоренца, яка відхиляє від початкового напрямку руху носії, котрі рухаються перпендикулярно до прикладеного магнітного поля. Випадок появи у зразку ЕРС (електричного поля), перпендикулярної до напрямку струму, що йде через зразок, за відсутності прикладеного магнітного поля, тобто явище подібне ефекту Холла, але без зовнішнього магнітного поля, зветься “аномальним ефектом Холла” (АЕХ)⁶. Необхідною умовою для його спостереження є порушення інваріантності по відношенню до зміни напрямку часу в системі. Наприклад, АЕХ може спостерігатися у зразках з ненульовою намагніченістю. Але виконання необхідної умови недостатньо, потрібна ще достатня. Сила Лоренца не залежить від спінових змінних, котрі визначають намагніченість. Достатньою умовою виступає наявність спін-орбітальної взаємодії, завдяки якій спінові і просторові координати електрона виявляються переплутаними.

У 1971 р. М.І. Дьяконов і В.І. Перель [61] обґрунтували, що “електричний струм у напівпровіднику індукуює спінову орієнтацію в тонкому шарі поблизу поверхні зразка, бокової до струму, що тече завдяки проявам спін-орбітальної взаємодії у розсіюванні електронів. Слабке магнітне поле вздовж струму руйнує цю орієнтацію”. Тобто, спін-орбітальний зв'язок, інду-

⁶ У англійській літературі: АЕХ – anomalous Hall effect.

кований домішками, чи кристалічною ґраткою, у якій все це відбувається, буде викликати спін-залежне розсіювання. При цьому електрони, що рухаються в середньому з дрейфовою швидкістю, з одним напрямком спіну і з другим будуть розсіюватись в середньому частіше у різні боки [62]. Наприклад, вліво, якщо спін направлений вгору, і вправо, якщо спін направлений вниз. Це явище, яке є “оберненою стороною медалі” аномального ефекту Холла (рис. 6), отримало назву “спінового ефекту Холла” (СЕХ)⁷. У випадку АЕХ у напівпровіднику електричний струм під дією поля E переноситься спін-поляризованими (повністю або частково) електронами, котрі переважно відхиляються в один із боків, викликаючи поперечний холлівський струм $j_{AHE} \neq 0$, який врешті-решт припиняється при виникненні поперечної ЕРС аномального ефекту Холла. У випадку ж СЕХ зарядовий струм є не поляризованим за спіном. І зустрічні холлівські зарядові струми електронів з протилежною спіноюю орієнтацією компенсують один одного так, що сумарний $j_{AHE} = 0$. Натомість виникає “спіновий струм”, котрий веде до накопичення переважної спінової орієнтації в тонких шарах поблизу бокових поверхонь (подібно до накопичення на цих поверхнях зарядів у звичайному ефекті Холла). Різниця ймовірності розсіювання у різні боки невелика, наприклад, декілька мільйонних, але цього вже досить, щоб існував “спіновий струм” уперек потоку зарядового струму і щоб різницю переважної спінової поляризації поблизу “правої” і “лівої” меж зразка можна було б зафіксувати сучасними методами.

Розрізняють два різновиди СЕХ – “зовнішній” і “власний” (або “внутрішній”). У першому випадку відбувається спін-орбітальне розсіювання електронів домішками за умов дещо нерівноважної населеності електронних станів за рахунок їх участі у струмі (середнє значення хвильового вектора електронів є не нуль; воно дорівнює k_{dr} , що відповідає середній дрейфовій швидкості). У випадку “власного” СЕХ спін-орбітальна взаємодія впливає на структуру зони, носії якої здійснюють електричний струм, і хвильові функції цих електронів при середньому хвильовому векторі k_{dr} по-різному деформуються залежно від напрямку спіну. У той час як зовнішній спіновий ефект Холла зникає при відсутності домішок (у вкрай чистій системі), власний спіновий ефект Холла у ній залишається.

Аномальний ефект Холла в немагнітних напівпровідниках, але за наявності струму спін-

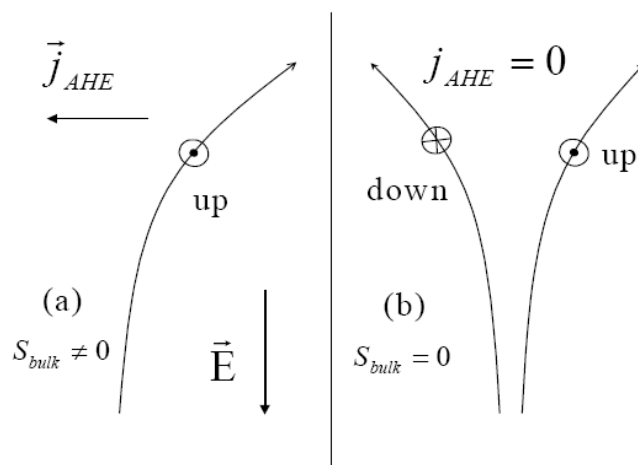


Рис. 6. Схематичне пояснення спільності і різниці між аномальним ефектом Холла (схема (a)) і спіновим ефектом Холла (схема (b)) (рис. запозичено з роботи [18])

поляризованих електронів, вперше спостерігали у 1972 р. в роботі J.N. Chazalviel та I. Solomon [63]. Дифузійну версію АЕХ спостерігали в 1984 р. у роботі [64]. Поляризовані за спіном (перпендикулярно поверхні) електрони у $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}$ утворювалися на поверхні кристала циркулярно поляризованим опроміненням і повертали напрямком спінової поляризації перпендикулярно до напрямку між контактами, приєднаними до поверхні, за рахунок прецесії у слабкому магнітному полі, яке було прикладене паралельно до поверхні вздовж напрямку між контактами. Вони дифундували від поверхні вглиб кристала, створюючи дифузійний струм. Як результат АЕХ, виникав фотогальванічний струм між контактами.

Зовнішній спіновий ефект Холла був відкритий експериментально лише у 2004 р. в роботі Y.K. Kato і співавторів [65]. При температурі 30 К досліджували тонку платівку GaAs, леговану донорами Si. Вздовж зразка прикладали “тягнуче” електричне поле $E = 10 \text{ мВ} \cdot \text{мкм}^{-1}$. Просторовий розподіл спінової поляризації електронів, що рухаються по зразку, фіксували за допомогою магніто-оптичного ефекту Керра з мікронною просторовою роздільною здатністю. Поблизу поперечних країв зразка спостерігали невелику спінову поляризацію, близько 0,01%, протилежного знака з різних сторін (рис. 7). Картина відповідала передбаченням М.І. Дьяконова і В.І. Переля [61]. Далі подібні експерименти було виконано і іншими авторами (наприклад, [66]). Слід зазначити, що цю роботу було виконано майже одночасно з [65]).

⁷ У англійській літературі: SHE – spin Hall effect.

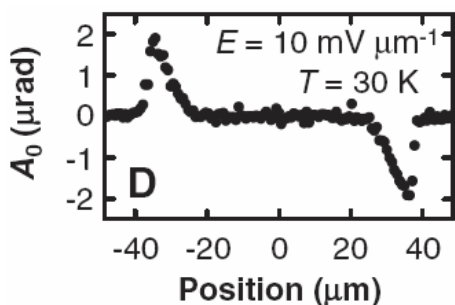


Рис. 7. Залежність кута обертання поляризації світла (величина пропорційна до спінової густини) від координати в напрямку, перпендикулярному до струму і площини зразка (запозичено з роботи [65])

Індуковану електричним струмом спінову поляризацію електронів у випадку двовимірного електронного газу було теоретично розглянуто в [67].

Іншими ефектами, що можуть приводити до “спінового струму” і, як результат, до просторового розділення носіїв струму з різною спіною поляризацією, є спин-гальванічні ефекти у гіротропних кристалах, симетрія яких дозволяє зв’язок величин, одна з яких описується полярним, а інша – аксіальним векторами (наприклад, струм і спин, або хвильовий вектор електрона і спин). До таких кристалів належить, наприклад, GaAs. Таку можливість було експериментально продемонстровано і теоретично пояснено в серії робіт С.Д. Ганічева зі співавторами [68–70]. Зокрема, спіновий струм у гіротропному GaAs виникає за рахунок спин-залежності ймовірностей переходів внутрішньозонного поглинання електронами терагерцового випромінювання, а також за рахунок спин-залежної релаксації збуджених у такий спосіб електронів. Прикладанням невеликого магнітного поля можна викликати супроводження цього спінового струму струмом зарядовим, котрий легко детектується.

Індуковану електричним струмом спінову поляризацію у напівпровіднику було вперше експериментально продемонстровано Л. Воробйовим зі співавторами [71]. Спінова поляризація електронів валентної зони (дірок) у телурі виникала при пропусканні струму вздовж головної осі C_3 кристала (вісь Z) і детектувалася через фарадеевське обертання площини поляризації світла. Ефект виникав внаслідок впливу спин-орбітальної взаємодії на будову валентної зони в цьому кристалі. При імпульсах $k_z > 0$ головний внесок у хвильову функцію електронів невиродженої верхньої валентної зони вносять стани з проекцією кутового моменту $m_z = +3/2$, а внесок станів з $m_z = -3/2$

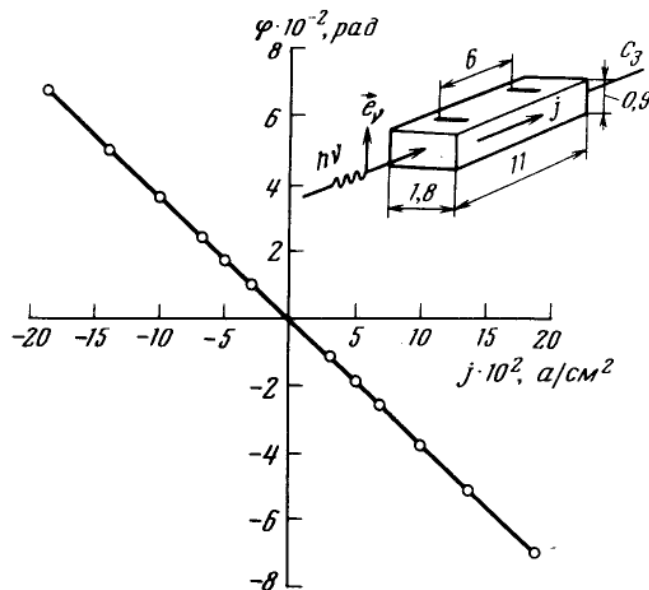


Рис. 8. Залежність кута фарадеевського обертання площини поляризації світла φ від густини електричного струму через кристал телуру з концентрацією дірок $p = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 77 К. Праворуч вгорі показано схему організації вимірювань (запозичено з роботи [71])

домінує для електронів з $k_z < 0$. У рівновазі спінова поляризація відсутня. Але при електричному струмі виникає перерозподіл електронів у k -просторі, кількості електронів з $k_z > 0$ і $k_z < 0$ починають відрізнятися і виникає спінова поляризація електронів валентної зони (рис. 8).

Ці та інші можливості створення спінової поляризації носіїв за рахунок інших механізмів, керованих електричним полем, а не інжекцією з феромагнетика, описані в оглядах [6,14]. При цьому слід зазначити, що, незважаючи на принципову фізичну важливість цих процесів, прикладів створення за їх допомогою достатньо великої (відсотки, десятки відсотків) спінової поляризації поки що не було досягнуто.

Однак, у вересні 2009 року з’явилася публікація [72], у якій наведено перше експериментальне дослідження проявів спин-орбітального зв’язку за умов структурної асиметрії, яка створена електричним полем у площині структури з-за бокового потенціалу конфайменту квантового дроту, що розташований у цій структурі, та досліджено можливості такого впливу для інжекції і детектування спінової поляризації носіїв струму. Оскільки такий спин-орбітальний зв’язок виникає внаслідок бокового електричного поля, автори називають його боковим спин-орбітальним зв’язком. Результуюча дія такого зв’язку відрізня-

ється від спіно-орбітального зв'язку Рашби [73], котрий є результатом дії поперечного електричного поля внаслідок асиметрії у потенціалі конфайменту квантової ями (детальніше про спіно-орбітальний зв'язок і його прояви див. у розділі 2.5). Нещодавно було теоретично продемонстровано, що боковий спіно-орбітальний зв'язок може викликати накопичення носіїв з протилежно орієнтованими спінами на протилежних краях квантового дроту, коли струм тече у ньому [74–76]. Таке накопичення спіну веде до спінового ефекту Холла, коли струм у матеріалі з великим спіно-орбітальним зв'язком викликає чисто поперечний спіновий струм. Автори [72] досліджували залежності провідності у квантовому точковому контакті (рис. 9), котрий являє собою короткий відрізок квантового дроту, до якого з боків можуть симетрично або асиметрично прикладатися потенціали зміщення – лівий V_{LG} , та правий V_{RG} . Автори наводять певні ознаки того, що за умов асиметричного латерального конфайменту (асиметрії потенціалів V_{LG} та V_{RG}) у такому контакті може створюватися практично повна спінова поляризація струму, що протікає. Ці докази поки що непрямі. Крім того, вони стосуються балістичного режиму протікання струму у контакті (у короткому відрізку, що розглядається як квантовий дріт). Отже, це потребує низьких температур. Тим не менше, дана робота показує, що можливості використання повністю електричних способів створення великої спінової поляризації носіїв струму ще не вичерпані і подальші дослідження можуть принести успіх.

2.5. Електрична маніпуляція спіновою поляризацією носіїв струму у напівпровідниках. Спіно-орбітальна взаємодія в умовах об'ємно- або структурно-індукованої асиметрії напівпровідника

Наступною задачею, котра важлива для реалізації приладів напівпровідникової спінтроніки, є маніпуляція спіновою поляризацією у напівпровіднику. Звичайно, можлива маніпуляція за рахунок прикладання зовнішніх магнітних полів, але цей шлях не є перспективним. Бажана маніпуляція за рахунок електричного поля або електричного струму. Приклад роботи [71] вже показує одну з таких можливостей. Як ця, так і інші відкриті на даний час можливості, ґрунтуються на проявах спіно-орбітальної взаємодії і вимагають до того ж певних структурних особливостей використовуваних кристалів.

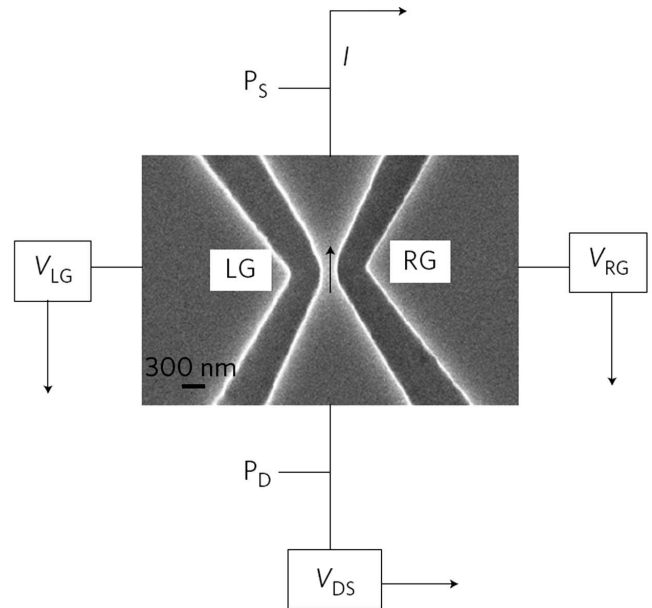


Рис. 9. Мікрографія у $x-y$ площині типового InAs квантового точкового контакту, який використано у роботі [72], зроблена скануючим електронним мікроскопом. LG і RG є, відповідно, лівим і правим затворами. Провідність приладу визначалася з вимірів струму I та різниці напруг між точками P_D і P_S

Як відомо зі спеціальної теорії відносності, рух електрона в електричному полі приводить до кінематичного ефекту, у якому частина електричного поля виглядає як магнітне поле в системі координат нерухомого електрона. Взаємодію спіну електрона, котрий рухається із імпульсом $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ ($\mathbf{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ – хвильовий вектор), з електричним полем (через зв'язане з ним магнітне поле в системі координат нерухомого електрона) називають спіно-орбітальною взаємодією (СОВ)⁸, що має загальну форму [77]:

$$H_{so} = \frac{\hbar}{(2m_0c)^2} \mathbf{p} \cdot [\boldsymbol{\sigma} \times \nabla U_r] = \frac{\hbar}{(2m_0c)^2} \sigma \cdot [\nabla U_r \times \mathbf{p}], \quad (3)$$

де m_0 – маса вільного електрона; c – швидкість світла; $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – вектор, компоненти якого є матрицями Паулі (спін електрона $\mathbf{s}_e = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}$); U_r – електричний потенціал у місці знаходження електрона (\mathbf{r}), а ∇U_r – його градієнт у точці \mathbf{r} . У даному рівнянні \mathbf{p} являє собою канонічний імпульс. У присутності зовнішнього магнітного поля $\mathbf{B} = [\nabla \times \mathbf{A}]$ (тут \mathbf{A} – вектор-потенціал) імпульс \mathbf{p} повинен бути замінений кінетичним імпульсом $\mathbf{P} = \mathbf{p} + e\mathbf{A}$. У випадку атомів, наприклад, спіно-орбітальна взаємодія

⁸ У англійській літературі: SOI – spin-orbit interaction.

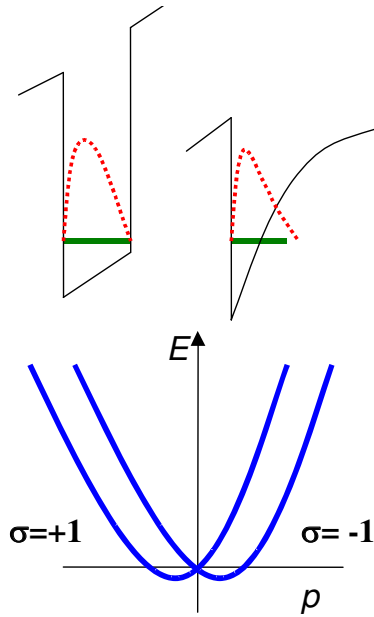


Рис. 10. Схематичне зображення квантової ями в нормальному до її площини електричному полі (вгорі зліва) і інверсійного шару на гетерограниці в електричному полі напруженістю E (вгорі справа). Точковими лініями показано огинаючі електронних хвильових функцій у просторово-квантованих станах. На нижній схемі показано схематично енергетичну зонну структуру для імпульсу p у площині для різних проєкцій електронного спіну

відноситься до взаємодії електронного спіну із середнім кулонівським полем ядер та інших електронів і виражається у формі $H_{so} = \lambda \cdot \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$, де λ – константа взаємодії, $\mathbf{l} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}]$ і \mathbf{s} – оператори орбітального моменту та спіну відповідно. У твердих тілах СОВ визначається взаємодією електронного спіну із середнім електричним полем, котре відповідає періодичному кристалічному потенціалу. Інші внутрішні чи зовнішні електричні поля можуть давати додаткові внески у СОВ.

Відповідно до вимог інваріантності до інверсії часу (теорема Крамерса), за відсутності магнітного поля має виконуватись вимога: $\varepsilon_{\sigma, \mathbf{p}} = \varepsilon_{-\sigma, -\mathbf{p}}$, де $\varepsilon_{\sigma, \mathbf{p}}$ – енергія електрона з імпульсом \mathbf{p} і спіною змінною σ . За наявності у кристалі просторової інверсійної симетрії (як, наприклад, у кристалів кремнію) $\varepsilon_{\sigma, \mathbf{p}} = \varepsilon_{\sigma, -\mathbf{p}}$, отже, в результаті маємо: $\varepsilon_{\sigma, \mathbf{p}} = \varepsilon_{-\sigma, -\mathbf{p}} = \varepsilon_{\sigma, -\mathbf{p}} = \varepsilon_{-\sigma, \mathbf{p}}$. Таким чином, кожен стан електрона з імпульсом \mathbf{p} , як мінімум, двічі вироджений за проєкцією спіну. У магнітному полі \mathbf{B} це виродження знімається, оскільки при інверсії часу $\varepsilon_{\sigma, \mathbf{p}}(\mathbf{B}) = \varepsilon_{-\sigma, -\mathbf{p}}(-\mathbf{B})$. У разі відсутності у криста-

лі симетрії просторової інверсії (об'ємно-індукована асиметрія – ОІА) або її порушення внаслідок вміщення елемента кристала у асиметричну структуру (структурно-індукована асиметрія – СІА) вимога двократного виродження електронних станів за спіном знімається. При цьому енергії електрона $\varepsilon_{\sigma, \mathbf{p}}$ і $\varepsilon_{-\sigma, \mathbf{p}}$ відрізняються на величину внеску від спін-орбітальної взаємодії. Тобто, для електронів із імпульсом (хвильовим вектором), відмінним від нуля, спінові стани будуть розщеплені за відсутності зовнішнього магнітного поля. Це не суперечить теоремі Крамерса, бо, завдяки відсутності просторової інверсії, тепер $\varepsilon_{\sigma, \mathbf{p}} = \varepsilon_{-\sigma, -\mathbf{p}} \neq \varepsilon_{\sigma, -\mathbf{p}} = \varepsilon_{-\sigma, \mathbf{p}}$.

Для випадку ОІА цей ефект було розглянуто в [78–80] і далі вивчено у багатьох експериментальних і теоретичних роботах. Для кубічних напівпровідників без центра інверсії (кубічні II–VI і III–V напівпровідники) цей внесок у спінове розщеплення називають внеском Дрессельхауза [78]. Для випадку об'ємних (3D) кристалів він описується внеском у гамільтоніан:

$$H_D^{3D} = \beta_{3D}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{K}); \quad K_z = k_z(k_x^2 - k_y^2), \quad (4)$$

де β_{3D} – параметр взаємодії. У двовимірному (2D) випадку (вісь z направлена нормально до площини 2D структури) вираз для внеску Дрессельхауза переходить у

$$H_D^{2D} = \gamma_D(k_x \sigma_x - k_y \sigma_y), \quad (5)$$

де γ_D – параметр взаємодії, залежний від величини об'ємно-індукованої асиметрії.

Випадок СІА, котрий реалізується для приповерхневих станів, квантових ям з асиметрією, що виникає, наприклад, при прикладанні до структури електричного поля нормального до поверхні (див., наприклад, рис. 10), квантових дотів тощо, розглянуто вперше в роботах [80–82]. Цей внесок у спінове розщеплення називають внеском Рашби. У 2D випадку (квантові ями, поверхневі шари тощо) він набуває вигляду:

$$H_R^{2D} = \alpha(z)(k_x \sigma_y - k_y \sigma_x), \quad (6)$$

де $\alpha(z)$ – параметр взаємодії, пропорційний до асиметрії структури у напрямку z . Зокрема, якщо цю асиметрію створювати для квантової ями електричним полем z , прикладеним у напрямку z , то матимемо $\alpha(z) \propto E_z$. У такий спосіб можна зручно маніпулювати прецесією спінів і орієнтацією спінової поляризації.

Цікаві особливості структурно-індукованої асиметрії у квантових ямах виникають за рахунок можливої несиметричності їх інтерфейсів у гетероструктурах на основі $A^{II}B^{VI}$ і $A^{III}B^{V}$ напівпровідників.

На даний час виконано багато теоретичних робіт, де розглянуто спільну дію внесків Дрессельхауза і Рашби, особливості їх проявів у різних структурах, прояви асиметрії, пов'язаної з інтерфейсами тощо. Також виконана низка експериментальних робіт, в яких ці питання вивчали (див., наприклад, [83] (рис. 11)). Більшість цих питань досить детально висвітлено в огляді [14]. Зокрема, тут наведено експериментально отримані параметри взаємодії Дрессельхауза і Рашби для різних сполук. Там же описано і питання анізотропії спин-орбітальної взаємодії для напівпровідникових кристалів.

Вперше електричну маніпуляцію напрямком електронного спіну у напівпровідниках було реалізовано в роботі [84], де електронний дрейф індукував повертання електронних спінів, котре змінювалося зовнішнім (тягнучим) електричним полем. Виміри проведені на [001] орієнтованій гетероструктурі з 100 шарів GaAs, розділених бар'єрами $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (ширини ям і бар'єрів по 100 і 110 Å відповідно). Оптичну орієнтацію вздовж нормалі до структури (вісь [001]) створено σ -поляризованим світлом і виміряно за циркулярною поляризацією люмінесценції. У площині зразка прикладали магнітне поле і реєстрували криві Ханле. Водночас у площині зразка пропускався струм \mathbf{J} , котрий створював певне середнє дрейфове значення k_{dr} . Внаслідок цього виникало ефективне магнітне поле спин-орбітальної взаємодії, яке є лінійним за k_{dr} . Середнє ефективне магнітне поле відсутнє у рівновазі, якщо струм відсутній. Автори зафіксували асиметрію кривих Ханле при включенні струму, тоді як за його відсутності ці криві були симетричні. Зсув кривих Ханле на величину середнього ефективного магнітного поля спин-орбітальної взаємодії, пропорційного до дрейфової швидкості (а, отже, і до k_{dr}) і, в свою чергу, до струму, що пропускався, автори визначили, направляючи деполаризуюче поле \mathbf{H}_{dep} у площині структури, але один раз поперек струму, а інший – вздовж нього. У першому випадку ефективне поле мало бути паралельним до деполаризуючого і викликати зсув кривих, а в другому – бути перпендикулярним до нього і не впливати на ці криві. Отримані в [84] криві Ханле за відсутності струму, а також при електричному струмі, паралельному і перпендикулярному до напрямку деполаризуючого поля, що прикладалося для вимірів ефекту Ханле, показано на рис. 12.

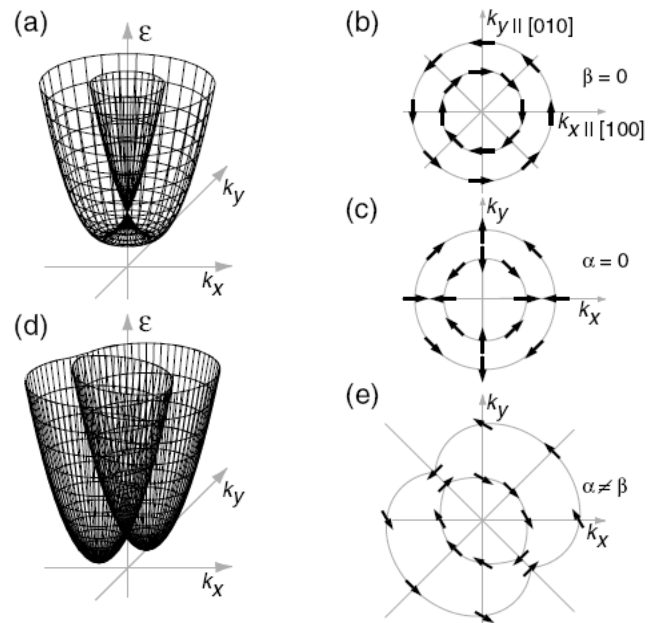


Рис. 11. Схема 2D зонної структури кристалів з лінійними за k внесками CIA та OIA (a, d) і розподіл спінової орієнтації у 2D фермі-енергії (b, c, e): випадок присутності лише CIA або OIA спин орбітального зв'язку (a); випадок одночасної присутності обох внесків (d). Стрілки на (b, c, e) показують орієнтацію спінів (запозичено з роботи [83])

Описані вище принципи маніпуляції спіною орієнтацією носіїв струму у напівпровідниках за допомогою електричного поля або електричного струму принципово є достатніми для необхідних поворотів цієї орієнтації на тих довжинах спінової дифузії, що досягнуті.

2.6. Детектування спінової поляризації

Спіновий польовий транзистор Датта і Даса [8] передбачає крім інжектора спин-поляризованих носіїв струму і каналу, в якому здійснюється маніпуляція спіною поляризацією, ще детектор спінової поляризації. В описаних вище експериментах, які заклали основи уявлень напівпровідникової спітроніки, детектування спінової поляризації і її орієнтації здійснювали переважно методами оптичних вимірювань, чутливих до спінової поляризації (циркулярно-поляризована люмінесценція, ефект Ханле, магніто-оптичний ефект Керра).

Звичайно, це зручно для досліджень, але не зовсім зручно для можливих приладів. Тому широко обговорюється можливість використання з цією метою ферромагнітних структур з магніторезистивним ефе-

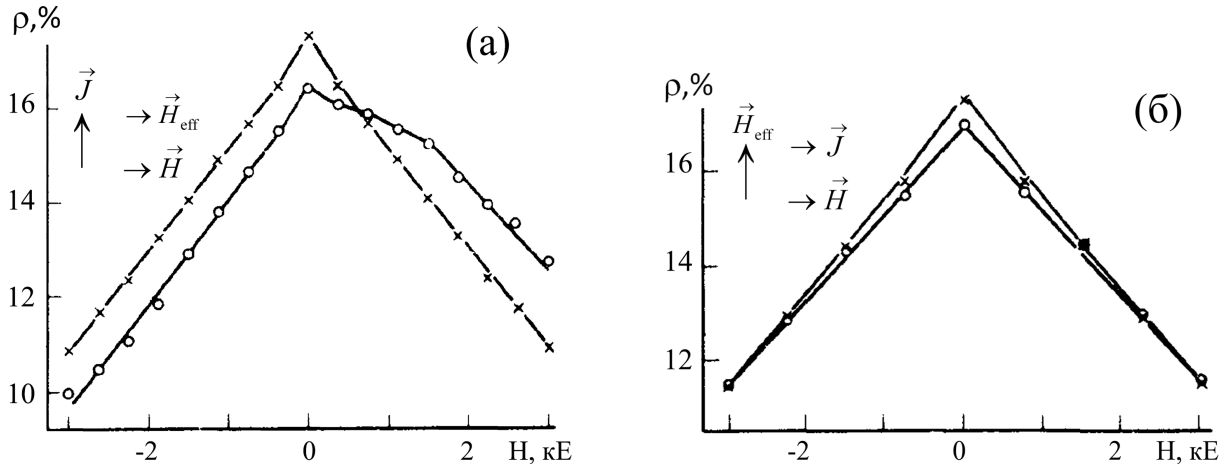


Рис. 12. Експериментальні криві Ханле з роботи [84], отримані при 77 К: $\times - J = 0$; $\circ - J = 150$ мкА; а - $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}_{\text{деп}}$; б - $\mathbf{J} \parallel \mathbf{H}_{\text{деп}}$. Видно, що ефективне магнітне поле спін-орбітальної взаємодії направлено перпендикулярно до струму (запозичено з [84])

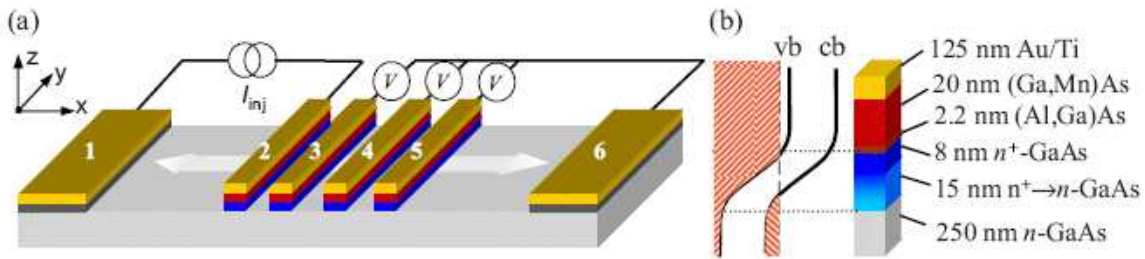


Рис. 13. Схема нелокального контролю спінової інжекції/детектування з роботи [85]. (а) – схема експерименту; використовуються шість контактів до каналу з n -GaAs, чотири магнітних (спінові діоди Ейсаки), 2-5, і два немагнітні, 1, 6. Зарядовий струм I_{inj} тече лише у ланцюжку 1-6, тоді як спінова дифузія поширюється вздовж напрямку x в обидва боки, як показано стрілочками; схематичне зображення структури валентної (VB) зони і зони провідності (CB) (ліворуч) (б); закреслена площа відображає схематично заняті стани при $T = 0$; і розташування шарів різних матеріалів у магнітному діоді Ейсаки (детальний опис див. у [85]). Робоча температура для приладу нижча, ніж T_C для Ga(Mn)As

ктом. Урешті-решт ідея магніторезистивного ефекту розуміється як певний процес, зворотній до спінової інжекції – якщо виводити електрони з каналу напівпровідника у провідну систему, де власні носії струму суттєво поляризовані за спіном, то слід очікувати залежності результуючого струму від того, чи будуть носії напівпровідника поляризовані так само чи протилежно до поляризації носіїв у матеріалі стоку. На цьому шляху знов виникають питання спінового розсіювання у інтерфейсі канал-стік, питання магнітних полів розсіювання феромагнітної структури, якщо її використовувати у ролі стоку, питання чутливості. Вони вимагають свого вирішення і багато робіт пропонують свої підходи до цього.

Наприклад, у дослідницьких цілях знаходить застосування, а, можливо, далі знайде застосування і у приладах метод нелокального контролю інже-

кції/детектування спінової поляризації, показаний схематично на рис. 13.

Як бачимо, цей прилад фактично використовує феромагнітний напівпровідник Ga(Mn)As при температурах, нижчих за його T_C . Складна гетероструктура використовується, щоб перейти від спін-поляризованих дірок у цьому матеріалі до спін-поляризованих електронів провідності у каналі n -GaAs. Отже, напівпровідникова спітроніка тут інтегрується зі спітронікою магнітною.

Наведений короткий огляд не вичерпує всіх ідей і напрямків розвитку напівпровідникової спітроніки. Хоча етап попередніх досліджень, який заклав її наукові засади, почався досить давно, коло задач як дослідницьких, так і прикладних залишається дуже широким. І до них останніми роками прикута вели-

ка увага як дослідників, так і інженерів, як науки, так і бізнесу. І хоча поки рано говорити про прилади, які були б готовими до реального виходу на ринок і конкурентоздатними із звичайною напівпровідниковою електронікою, оптимізм як дослідників, так і інвесторів та урядів не вщухає. Практично в усіх країнах, котрі дбають про своє майбутнє і активно стимулюють науково-технічний рівень своєї промисловості, розвиток цього напрямку входить протягом останніх десяти – п'ятнадцяти років до національних пріоритетів.

Прогрес у цій області досліджень відбувається дуже швидко. Так, наприклад, протягом часу написання даного огляду вийшли деякі роботи, котрі примусили авторів включити згадку про них у вже підготований рукопис. Наприклад, у листопаді 2009 у журналі “Nature” вийшла друком стаття [86] “Електричне створення спінової поляризації у кремнії при кімнатній температурі”.

У цій роботі продемонстровано можливість інжектувати спін-поляризовані носії струму обох типів як електрони, так і дірки у кремній при кімнатній температурі і далі маніпулювати цією спіновою поляризацією, детектуючи те, що виникло після маніпуляції, за допомогою детектора спінової поляризації носіїв. Інжекцію здійснювали з феромагнітного електрода з великою спіновою поляризацією, відділеного від пластини кремнію, в яку інжектувалися спін-поляризовані електрони, тонким прошарком Al_2O_3 , тобто через тунельний контакт з великим опором, що дозволяло позбутися впливу деполяризації на інтерфейсі. Феромагнітний електрод мав намагніченість, паралельну до площини контакту. Для детектування спінової поляризації використовували такий самий контакт, як і для інжекції. Схематично організацію вимірювань показано на рис. 14.

Автори [86] підкреслюють, що раніше було показано можливість створювати спінову поляризацію у немагнітних напівпровідниках, таких як GaAs або Si, й маніпулювати нею лише за температур нижчих за 150 K і лише у матеріалах n -типу, що обмежувало можливості практичного використання отриманих результатів. Вони ж демонструють електричну інжекцію поляризованих спінів як у n - так і у p - кремній від феромагнітного тунельного контакту, маніпуляцію напрямком спіну, з використанням ефекту Ханле і електричне детектування спінової акумуляції. Оскільки константи спін-орбітальної взаємодії у атомах пропорційні до Z^4 , де Z – заряд ядра, у кремнії ця взаємодія помітно слабша, ніж у GaAs. Тому електрична маніпуляція спіновою поляризацією у кремнії скла-

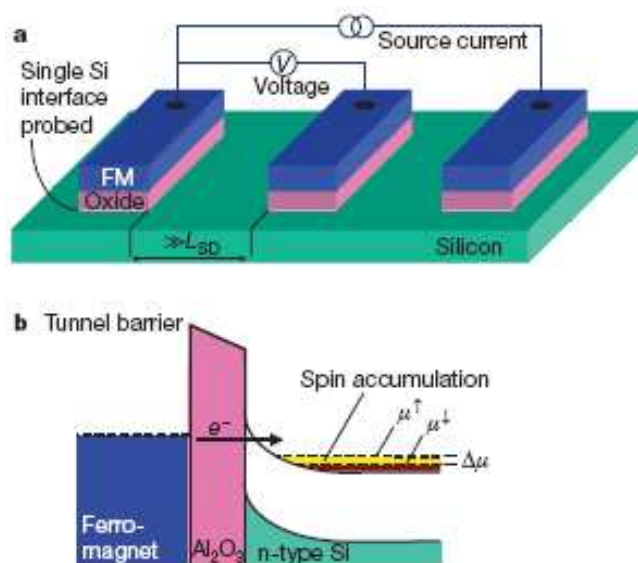


Рис. 14. Геометрія пристрою і енергетична діаграма магнітного контакту з n -Si: пристрій із трьома контактами для інжекції і детектування спінової поляризації в Si (а). Контакти складаються з шару оксидного ізолятора й феромагнітно-металічного електрода (FM; синій). Контакти, що вимірюють струм (правий) і детектують напругу, через яку визначається спінова поляризація (середина), розміщені далеко від інжектуючого інтерфейсу, більш ніж на декілька довжин спінової дифузії (l_{sd}). Контакти мають площу $100 \cdot 200 \text{ мкм}^2$; енергетична схема контакту, що зображує феромагнетик, бар'єр Al_2O_3 і Si n -типу з зонами провідності та валентною, вигнутими біля окису, що формує область виснаження в Si, котра діє як друга частина тунельного бар'єра (b). Лінії μ^\uparrow і μ^\downarrow відповідають різним електрохімічним потенціалам для спінів “вгору” і “вниз” відповідно. Величина $\Delta\mu = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow$, котра залежить від досягнутої спінової поляризації, описує спінову акумуляцію

дніша для реалізації. Ось чому автори [86] використали тут ефект Ханле, котрий потребує прикладання додаткового магнітного поля, перпендикулярного до початкового напрямку спінової поляризації інжекттованих у напівпровідник електронів. Результати, наведені у роботі для спостережуваного ефекту Ханле, показано на рис. 15.

Для n -Si знайдено різницю електрохімічних потенціалів для спінів “вгору” (μ^\uparrow) і “вниз” (μ^\downarrow), котра залежить від досягнутої спінової поляризації і описує спінову акумуляцію, у $\Delta\mu = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow = 2,9 \text{ меВ}$, що відповідає спіновій поляризації електронів 4,6%. Знайдено часи життя спінової поляризації, більші ніж 140 пікосекунд для електронів провідності в сильно легovanому n -Si при 300 K і більш ніж 270 пікосекунд для дірок у сильно легovanому p -Si при тій же температурі. Визначено довжини поширення спінової

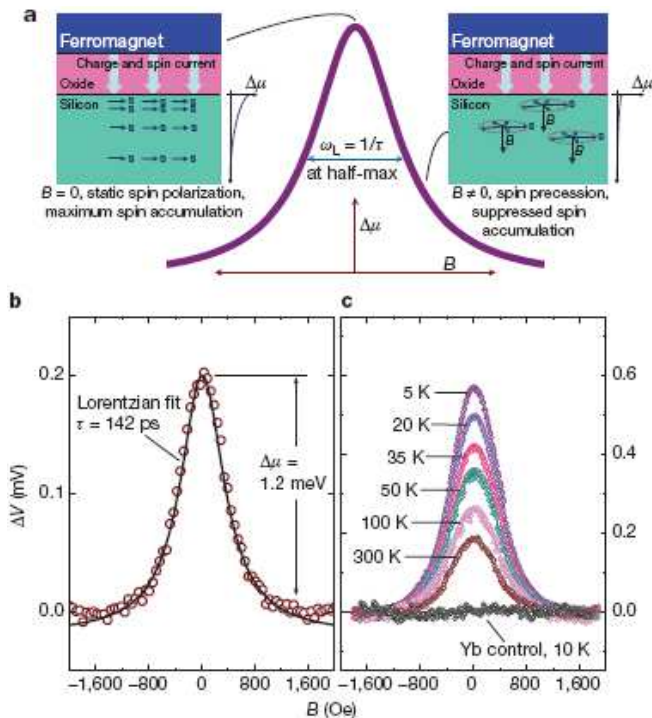


Рис. 15. Електрична інжекція і виявлення спінової акумуляції у *n*-Si при 300 К: ефект Ханле викликає зменшення спінової акумуляції $\Delta\mu$ завдяки прецесії спінів у магнітному полі B , перпендикулярному до електронних спінів у Si (а). Це веде до зміни напруги ΔV через середній контакт при постійному струмі; знайдені величини ΔV на *n*-Si – Al₂O₃ – Ni₈₀Fe₂₀ (5 нм) – Co (20 нм) тунельному контакті при $T = 300$ К як функція перпендикулярного до інтерфейсу магнітного поля (нагадаємо, намагніченість ферромагнітної частини контакту, що визначає напрямок спінової поляризації, лежить у площині інтерфейсу) (b). Постійний струм становить 734 мкА, що відповідає $V = +172$ мВ при $B = 0$. Суцільна лінія – крива Лоренца з $\tau = 142$ пс; знайдені ΔV для різних температур, що вказані (для всіх кривих, $V = +172$ мВ з $B = 0$; вихідний струм змінювали від 250 мкА (5 К) до 734 мкА (300 К)) (c). Також показано дані при 10 К для контрольного пристрою з 2 нм шаром Yt, введеного між Al₂O₃ та Ni₈₀Fe₂₀ в контакті, у якого все інше ідентичне (чорні символи; +172 мВ, 730 мкА). Точність вимірювань відповідає розміру використаних символів

поляризації, що виявились більшими за 230 нм для електронів і 310 нм для дірок у відповідних матеріалах. Ці результати відкривають шлях до використання можливостей оперування спінами при кімнатній температурі у функціональних пристроях, сумісних з кремнієвою електронікою, до досліджень перспектив та правил, що керують їх поведінкою. Корисні пояснення до змісту статті [86] і її можливого значення для розвитку напівпровідникової спінтроники надано у тому ж випуску “Nature” у статті-коментарі [87].

Звичайно, ця робота є лише прикладом прогресу у галузі напівпровідникової спінтроники. Можна сподіватися, що подальші дослідження приведуть, нарешті, і до рішень, котрі дозволять ввести її у реальну практику.

3. Основи магнітної спінтроники

3.1. Основні поняття та концепції

3.1.1. Інжекція, накопичення та детектування спінів

Ідеї щодо керування спіном електрона стають все більш популярними в електроніці. Нові прилади спінтроники використовують здатність електронів провідності в металах і напівпровідниках переносити інформацію про напрямок спінового магнітного моменту. Три фактори роблять спін електронів провідності привабливим для майбутніх пристроїв, зокрема для пристроїв інформаційних технологій: i) спіном електрона можна керувати, а отже, його можна використати для кодування (запису) інформації; ii) спін (також і інформація, яку він містить) може бути легко перенесеним на певну відстань завдяки його зв'язку з мобільним носієм; iii) інформацію, яку несе в собі спін, можна зафіксувати (процес зчитування чи детектування).

Інформація може зберігатися в системі електронних спінів завдяки тому, що спіновий магнітний момент може орієнтуватись паралельно або антипаралельно до певного виділеного напрямку. У квантовій механіці такий напрямок називається віссю квантування; у більшості випадків це – напрямок магнітного поля або намагніченості. У подальшому, якщо не буде сказано інакше, будемо для визначеності вважати, що вісь квантування Oz направлена вертикально. Тоді орієнтація спінового магнітного моменту паралельно осі Oz буде означати напрямок “вгору”, а антипаралельна орієнтація – напрямок “вниз”.

Для використання спіну в інформаційних технологіях достатньо електрону зі спіновим магнітним моментом, направленим у певному напрямку (умовно – “вгору”), приписати, наприклад, логічну одиницю, а електрону з моментом, направленим умовно “вниз” – логічний нуль. Однак, просто наявності двох значень спінового магнітного моменту недостатньо для створення пристроїв спінтроники – потрібно мати інструменти для керування електронним спіном. Сучасні методи створення (генерації) асиметрії в розподілі електронів за напрямком спінового магнітного моменту (так званої спінової поляризації) ґрунтуються

на використанні магнітного поля, оптичної орієнтації та спінової інжекції. Поляризація шляхом *прикладання магнітного поля* – традиційний метод, що використовується як для металів, так і для напівпровідників. Для напівпровідників ефективним методом також є *оптична орієнтація*, тобто генерація спінополяризованих носіїв заряду (електронів чи дірок) під дією циркулярно поляризованого світла. *Спінову інжекцію* використовують для створення нерівноважної спінової поляризації (у більшості випадків – у немагнітному (НМ) матеріалі, яким може бути як метал, так і напівпровідник) шляхом внесення надлишку електронів із певним напрямком спінового магнітного моменту з феромагнітного матеріалу, носії струму в якому, зазвичай, є спінополяризованими. Оскільки у останньому випадку спінова поляризація створюється і переноситься електричним струмом, цей метод є одним з найбільш привабливих у спінтроніці.

Другий фактор, тобто здатність електронних спінів переносити інформацію на певну відстань, ґрунтується на двох фактах. По-перше, електрони мобільні, а по-друге, вони мають досить добру “спінову пам’ять”. Дійсно, електрони провідності “пам’ятають” напрямок своїх спінів значно довше, ніж “пам’ятають” значення свого імпульсу. Так, у типовому металі когерентність імпульсу порушується протягом десятків фемтосекунд, тобто 10^{-12} с [88]. Проте спінова когерентність може тривати більше, ніж наносекунда, тобто 10^{-9} с [89]. Як результат, довжина спінової дифузії l_{sd} , у межах якої електрон залишається спінополяризованим, значно перевищує довжину вільного пробігу λ_t , у межах якої зберігається імпульс електрона. Оскільки l_{sd} є верхньою границею для розмірів елементів спінтроніки (в елементах більших розмірів спінокодована інформація буде втрачена), не є дивним, що значна частина зусиль дослідників направлена на збільшення величини l_{sd} [6, 89]. Як результат, у сучасних системах, що включають як метали, так і напівпровідники, продемонстровано здатність електронів провідності переносити спінополяризований струм на відстані, що перевищують мікрометри.

Нарешті після того, як електронний спін перенесено на потрібну відстань, потрібно мати інструмент для зчитування (детектування) спінокодованої інформації. У багатьох експериментах (головним чином це стосується напівпровідників) застосовується оптичний метод зчитування інформації. Так, можна використати той факт, що рекомбінація фотозбуджених спінополяризованих електронів та дірок приводить до випромінювання циркулярно поляризовано-

го світла, або те, що взаємодія електронних спінів зі світлом спричиняє обертання площини поляризації світла. Проте експериментально було виявлено, що для зчитування спінокодованої інформації можна також використовувати електронні методи завдяки зарядово-спіновому зв’язку. Накопичення нерівноважних спінів (спінова акумуляція) у НМ матеріалі поблизу ФМ/НМ межі поділу приводить до появи додаткової напруги або електричного струму [6, 90]. Напрямок орієнтації спіну може бути визначений шляхом знаходження полярності цієї напруги чи струму. Слід зазначити, що спінозарядовий зв’язок такого типу виявлено лише в металах [89].

Синтез усіх трьох етапів (запис, перенесення та детектування спінокодованої інформації) можна проілюструвати на прикладі конкретних пристроїв. Так, спіновий транзистор можна уявити як такий, що складається з НМ металу (база транзистора), розміщеного між двома феромагнетиками (емітер та колектор). Для ефективної роботи спінового транзистора необхідно, щоб обидва ФМ електроди характеризувалися сильною спіновою поляризацією електронів провідності. Для визначеності будемо вважати, що обидва ФМ електроди мають малий опір для електронів зі спіновим магнітним моментом, направленим паралельно до намагніченості, і великий – для електронів із моментом, направленим антипаралельно до намагніченості. Тоді струм, який протікає через транзистор, інjektує з емітера у базу надлишок електронів з певним напрямком спінового магнітного моменту. Результатом цього є спінова акумуляція, яка зберігається аж до інтерфейсу база – колектор. Колектор у даному випадку виступає детектором спінокодованої інформації. Якщо магнітний момент колектора паралельний до магнітного моменту емітера (а отже, і до надлишкового магнітного моменту електронів бази), то спінополяризований струм практично не зустрічає перешкод і протікає з бази в колектор. У протилежному випадку, тобто якщо магнітний момент колектора антипаралельний до магнітного моменту емітера, електрони розсіюються на інтерфейсі база–колектор, і опір системи суттєво зростає. Необхідною умовою ефективної роботи транзистора є збереження спінової акумуляції у базі транзистора аж до інтерфейсу база–колектор, тобто товщина бази має бути меншою за довжину спінової дифузії. Крім того, треба ще, щоб напруга, прикладена до бази, могла впливати на спінову поляризацію електронів, що перебувають у ній.

Подібні ефекти відбуваються і в багаточарових ФМ–НМ структурах. Електричний опір таких структур сильно залежить від відносної орієнтації магні-

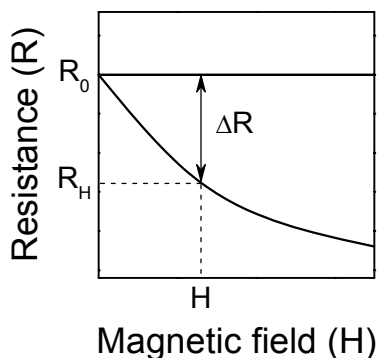


Рис. 16. Схематичне зображення залежності електричного опору від магнітного поля

тних моментів ФМ шарів: опір системи є малим у випадку паралельної конфігурації і великим – у випадку антипаралельної конфігурації. Це значить, що напрямок магнітного моменту одного ФМ шару задає напрямок спінового магнітного моменту електрона провідності (кодування інформації), і ця інформація переноситься через НМ шар до іншого ФМ шару. Останній виступає інструментом зчитування інформації. У ідеальному випадку електрон пройде через ФМ шар, якщо його спіновий магнітний момент паралельний до магнітного моменту ФМ шару, і розсіється, якщо ситуація обернена.

3.1.2. Магніторезистивний ефект та спінова поляризація

Явище впливу магнітного поля на величину електричного опору матеріалу чи штучно створеної структури називається **магніторезистивним ефектом**. Кількісною характеристикою магніторезистивного ефекту є магнітоопір.

Магнітоопір – це фізична величина, яка характеризує ступінь впливу магнітного поля на електричний опір і визначається за формулою

$$MR = \frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R_H - R_0}{R_0}, \quad (7)$$

де R_0 – електричний опір матеріалу у нульовому магнітному полі, а R_H – у полі напруженості H (рис. 16). Із визначення випливає, що магнітоопір є функцією магнітного поля.

Іноді для кількісної характеристики магніторезистивного ефекту зручно користуватися іншим параметром:

$$MRK = \frac{\Delta R}{R_H} = \frac{R_H - R_0}{R_H}, \quad (8)$$

який у подальшому будемо називати **магніторезистивним коефіцієнтом**⁹. Абсолютні значення магнітоопору і магніторезистивного коефіцієнта співвідносяться між собою як

$$|MRK| = \frac{1 - |MR|}{|MR|}; \quad |MR| = \frac{|MRK|}{1 + |MRK|}. \quad (9)$$

У випадку, коли прикладання магнітного поля спричинює зменшення електричного опору, обидві величини, магнітоопір і магніторезистивний коефіцієнт, є від'ємними. Тоді абсолютні значення параметра MR лежать у межах від нуля до одиниці, а параметра MRK – від нуля до ∞ .

У літературі іноді наводять значення цих параметрів без посилання на величину магнітного поля, в якому вони отримані. Звичайно, це є недоліком відповідних текстів.

У металах існує ще один магніторезистивний ефект – анізотропний магнітоопір – зміст якого полягає у залежності опору (провідності) металу від кута між напрямком струму в ньому і прикладеним магнітним полем [91]. Цей ефект не дуже великий і поки що знаходить обмежене застосування у задачах спінтроники. Його причиною є спін-орбітальна взаємодія у зразку, за рахунок якої спін-поляризовані електрони, що рухаються, розсіюються на домішках або на власній ґратці по-різному (на дещо різні кути). Ця ж сама причина є джерелом і низки інших ефектів у провідних системах, наприклад, аномального ефекту Холла у магнітовпорядкованих середовищах (явище додаткової складової холлівської електрорушійної сили, котра пропорційна не магнітній індукції, а намагніченості зразка), спінового ефекту Холла (він частково розглядався у розділі 2 цього огляду), спінового струму. Ефекти спін-орбітальної взаємодії важливі також для проблеми спінової релаксації.

Спінова поляризація – це фізична величина, яка кількісно характеризує асиметрію в розподілі електронів за напрямком спінового магнітного моменту і визначається за формулою

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (10)$$

де N_+ та N_- – кількість електронів зі спіновими магнітними моментами, направленими, відповідно, вздовж та проти напрямку осі квантування (зазвичай, напрямку магнітного поля або намагніченості).

⁹ У літературі в більшості випадків використовують один із вищенаведених параметрів, називаючи його або магнітоопором, або магніторезистивним коефіцієнтом.

Слід зазначити, що залежно від того, яка фізична величина і яким методом вимірюється в експерименті, варто використовувати дещо різні поняття спінової поляризації. Наведений вище вираз (10), де у ролі N_+ та N_- фігурують загальні кількості електронів із відповідними напрямками спінових моментів, тобто

$$N_{\pm} = \int_0^{\infty} n_{\pm}(E) dE, \quad (11)$$

є виразом для загальної спінової поляризації електронів зразка (звичайно, електрони заповнених електронних оболонок, у яких спін повністю компенсований, можуть бути виключені з розгляду).

Якщо ж маємо справу з явищами перенесення, то враховувати потрібно лише ті електрони, які беруть участь у перенесенні заряду, тобто треба використовувати спінову поляризацію електронів на рівні Фермі, P_F . Вираз для неї буде подібний виразу (10) для P , але замість величин N_+ і N_- у ньому треба підставити кількість електронів на рівні Фермі E_F з відповідним напрямком спінового магнітного моменту – $n_{\pm}(E_F)$.

У першому випадку говорять про магнітний аспект спінової поляризації, а у другому – про її електричний аспект.

Корисним є визначення

$$P_i = \frac{n_+(E_F)v_+^n - n_-(E_F)v_-^n}{n_+(E_F)v_+^n + n_-(E_F)v_-^n}, \quad (12)$$

яке з різним n може бути використано для визначення спінової поляризації різних процесів i . У ньому v_{\pm} – це швидкість електронів на рівні Фермі, яка в загальному випадку відрізняється для електронів із різним напрямком спінового моменту. У цій формулі потрібно покласти $n = 0$ для визначення спінової поляризації фотоемісійних експериментів, $n = 1$ – для спінової поляризації балістичного транспорту і $n = 2$ – для спінової поляризації дифузійного транспорту або тунелювання із феромагнетика у надпровідник через бар'єр зі слабкою прозорістю [92]. Звичайно, визначена у такий спосіб величина P_i не є спіноювою поляризацією електронів (всіх, або якоїсь їх групи), а величиною, що відбиває вплив спінової поляризації електронів на процеси, що розглядаються.

У ФМ металів спінові підзони електронів провідності є розщепленими внаслідок дії обмінної взаємодії. Для рідкісноземельних ФМ металів можна уявляти, що $4f$ -електрони є локалізованими на своїх вузлах, а провідність металу здійснюється s -електронами. При

ФМ впорядкуванні локалізовані спіни f -електронів вишиковуються і через $f - s$ обмінну взаємодію приводять до спінового розщеплення s -зон провідності. При цьому за вишиковування локалізованих спінів відповідає як пряма обмінна взаємодія між ними ($f - f$), так і непряма обмінна взаємодія Рудермана–Кіттеля–Касуя–Іосіда (РККІ) через s -електрони, яка пропорційна до квадрата $f - s$ обмінної взаємодії. У ФМ металів групи заліза для якісного розуміння ситуації також можна використовувати подібне уявлення про локалізовані і вишикувані при ФМ впорядкуванні електрони $3d$ -оболонки з некомпенсованим спіном і провідні електрони зони, побудованої з $4s$ -електронів, яка розщеплюється завдяки $s - d$ обмінній взаємодії делокалізованих і локалізованих електронів. Але таке уявлення для металів групи заліза є достатньо грубим, оскільки d - і s -зони в них помітно перекриваються і гібридизуються. Оскільки d -зони значно вужчі за s -зони, уявлення про розщеплені за спіном зони провідності і майже локалізовані електрони атомних оболонок з некомпенсованим спіном ($3d$ -оболонки) і для групи заліза залишається непоганим.

Результатом спінового розщеплення зони провідності металу є скінченна намагніченість підсистеми електронів провідності за умови теплової рівноваги і різні значення густини електронних станів та швидкості Фермі для електронів “спін-вгору” та “спін-вниз” підзон. Таким чином, величини об'ємних провідностей є різними для спінів з різною просторовою орієнтацією. За описаних умов, електронів провідності, спінові магнітні моменти яких орієнтовані до напрямку намагніченості підсистеми локалізованих спінів $3d$ -іонів так, що їх енергія буде нижчою (паралельно, або антипаралельно, у залежності від знаку $s - d$ обмінної взаємодії), буде в умовах теплової рівноваги більше. Тому їх, як правило, називають *мажоритарними* носіями заряду (носіями більшості). А електронів, спінові магнітні моменти яких орієнтовані відносно напрямку намагніченості $3d$ -іонів у протилежний спосіб, буде менше. Їх, зазвичай, називають *міноритарними* носіями (носіями меншості). У ФМ металі більша частина струму проходить через канал, який має більшу провідність (у більшості випадків це “канал”, по якому проходять мажоритарні носії, тобто перенесення струму відбувається мажоритарними носіями) і, таким чином, струм є спін-поляризованим. Відзначимо, що у $3d$ -металах $s - d$ обмінна взаємодія, звичайно, феромагнітного типу. Тому спіни мажоритарних носіїв струму поляризовані паралельно намагніченості $3d$ -іонів.

Експерименти останніх років свідчать, що спінова поляризація феромагнетика, який є складовою частиною гетероструктури – це властивість не лише феромагнетика як такого, а комплексна властивість набору матеріалів, що складають гетероструктуру. Зокрема, у тунельних контактах на основі епітаксійних плівок ефективна спінова поляризація залежить від матеріалу феромагнітних шарів, оксидного бар'єра і електричної напруги, прикладеної під час вимірів [93].

3.2. Історія розвитку досліджень із гігантського магнітоопору і магнітної спінтроніки

Хоча явище впливу магнітного поля на величину електричного опору було відоме ще з середини XIX століття [94], піонерськими роботами, які заклали базис щодо розуміння спін-поляризованого транспорту, по праву вважають праці Мотта [9]. Мотт шукав пояснення незвичайної поведінки електричного опору у феромагнітних металах. Він зрозумів, що в області низьких температур, де розсіюванням магнітонів можна знехтувати, електрони мажоритарної та міноритарної спін-розщеплених підзон у процесах розсіювання поводять себе незалежно. Тому електрична провідність може бути виражена як сума двох доданків, що відповідають провідності електронів із різними проекціями спіну: електричний струм у феромагнетик стає спін-поляризованим. Така двоканальна модель знайшла свій подальший розвиток у роботах Кампбелла та ін. [95] та Ферта і Кампбелла [96]. Вона також є основою для розуміння магніторезистивних явищ у багаточастотних тонкопліткових структурах [97].

Дослідження тунельних явищ відіграли одну з головних ролей у перших роботах зі спін-поляризованого транспорту (1967–1968 рр.). Дослідження НММ/ФМН/НММ структур, де НММ – це немагнітний метал, а ФМН – феромагнітний напівпровідник на основі європію [98], виявили, що вольт-амперні характеристики можуть змінюватись під дією магнітного поля [99]. Саме цей ефект заклав основи для розробки твердотільних спінових фільтрів: неполяризований електричний струм стає спін-поляризованим при проходженні через феромагнітний напівпровідник [100, 101].

У 1973 р. Тедров та Месервей вперше експериментально визначили спінову поляризацію зони провідності в феромагнітному матеріалі, використовуючи структуру ФМ/тунельний бар'єр/надпровідник [102]. Ця робота привела до відкриття Жульєром тунельно-

го магнітоопору (ТМО)¹⁰ в структурі ФМ/тунельний бар'єр/ФМ у 1975 р [103]. У ТМО структурах тунельний струм пропорційний добутку густини електронних станів для кожної спінової підзони i , таким чином, є залежним від відносної орієнтації намагніченостей ФМ шарів. Оскільки відносна орієнтація залежить від магнітної передісторії, ТМО структури можуть бути використані як елементи пам'яті [104].

З відкриттям гігантського магнітоопору (ГМО) в 1988–1989 рр. вперше було продемонстровано ефект перенесення спін-поляризованих носіїв заряду через НМ метал, що розділяє ФМ шари. Відкриття ГМО було незалежно зроблено у двох дослідницьких групах [105, 106] і стимулювало активність щодо розробки та досліджень пристроїв як магнітної спінтроніки, так і спінтроніки напівпровідникової, де за рахунок цього було запропоновано спінові детектори. Визнання важливості відкриття ГМО для фізики та техніки підкреслюється ще й тим, що Альберт Ферт (A. Fert) і Пітер Грюнберг (P. Grünberg) отримали Нобелівську премію з фізики за 2007 р. [12].

Структури, в яких спостерігається ГМО (ГМО структури) класифікують відповідно до орієнтації напрямку електричного струму по відношенню до меж поділу (інтерфейсів) між різними шарами – так звана СВП-геометрія (струм у площині плівки)¹¹ та СПП-геометрія (струм перпендикулярний до площини плівки)¹². Більшість ГМО пристроїв використовують СВП-геометрію, хоча процеси в СПП-геометрії легше піддаються теоретичному аналізу [107, 108] і подібні до ТМО процесів [109]. Експериментально СПП-геометрію було вперше реалізовано Праттом та ін. у 1991 році [110]. Досягнення великих значень ГМО в області кімнатних температур [111, 112] зробило можливим швидкий перехід від фундаментальної фізики до комерційно-принадливих застосувань у системах магнітного запису [11, 113].

Робота ГМО та ТМО структур ґрунтується на тому, що відносна орієнтація намагніченостей ФМ шарів впливає на електроопір системи через те, що спін-поляризований струм, створений в одному із шарів з напрямком спінової поляризації, котра пов'язана із намагніченістю цього шару, проходить через другий шар, де відносна кількість електронів із такою ж спіною поляризацією може бути іншою через інший напрямок намагніченості, або, з тієї ж при-

¹⁰ У англійській літературі – tunneling magnetoresistance (TMR).

¹¹ У англійській літературі – current in plane (CIP).

¹² У англійській літературі – current perpendicular to plane (CPP).

чини, розсіяння згаданого спін-поляризованого струму буде відмінним від розсіяння у першому шарі. Інший ефект, формально обернений до описаного вище, був спрогнозований у 1996 р. незалежно вченими L. Berger [114] та J. Slonczewski [115]. Річ у тім, що наявність у електрона спіну означає наявність у нього моменту кількості руху. І спін-поляризований струм його переносить, а зміна спінової поляризації цього струму при його потраплянні у матеріал з іншим напрямком намагніченості має відповідати передачі цього моменту до матеріалу, у якому відбувається згадана зміна. Таким чином, під час протікання спін-поляризованого струму момент імпульсу частково чи повністю передається від носіїв заряду у струмі до феромагнетика другого шару і може змінювати напрямок його намагніченості навіть за відсутності зовнішнього магнітного поля. Починаючи з 1996 р., цей ефект, відомий як *ефект передачі моменту обертання (моменту сили) спін-поляризованими носіями*¹³, активно досліджується теоретично і експериментально [116–121]. У 1999–2000 рр. поворот намагніченості, індукований електричним струмом, був експериментально продемонстрований при кімнатній температурі [122, 123]. Низку цікавих оптичних та електричних методів було розроблено для додаткового керування намагніченістю феромагнітних напівпровідників [124–128].

Необхідною умовою ефективної роботи пристроїв на основі ТМО та ГМО ефектів є використання матеріалів з високими значеннями спінової поляризації. У ідеальному випадку бажано, щоб зона провідності була повністю спін-поляризованою за відсутності магнітного поля. Теоретичні розрахунки 1983 року підтверджували існування таких матеріалів, які отримали назву половинних металів [129]. Огляд, принципи класифікації та вимоги до існуючих і перспективних матеріалів спінтроніки, в першу чергу магнітної, зроблено в роботах [92, 130, 131]. Поряд із досить добре дослідженими сполуками (такими, як CrO_2 , Fe_3O_4 , оптимально леговані перовскітові манганіти $(\text{La}, \text{A})\text{MnO}_3$ ($\text{A} = \text{Sr}, \text{Ca}, \text{Ba}, \dots$), сплави Гейслера, подвійні перовскіти $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$) сформульованим вимогам задовольняють феромагнітні напівпровідники, утворені шляхом додавання феромагнітної домішки до відомих напівпровідників та оксидів [130, 132–134]. Головною проблемою залишається збереження високих значень спінової поляризації при температурах, вищих за кімнатну, та при створенні багат шарових

наноструктур, адже поверхневі і об'ємні магнітні властивості можуть суттєво відрізнитися [135–137].

Значний імпульс для розвитку магнітної спінтроніки надав комерційний успіх пристроїв на основі ГМО: у 1997 році компанія IBM виготовила перший жорсткий диск з коміркою зчитування, робота якої ґрунтувалась на цьому ефекті [11, 138]. Проте, хоча більшість уже розроблених пристроїв магнітної спінтроніки [139, 140] використовує ефект ГМО, відкриття значного ТМО при кімнатній температурі [104, 141] підсилює інтерес до дослідження магнітних тунельних контактів (МТК)¹⁴. Саме магнітні тунельні контакти лежать в основі низки прототипів магнітної пам'яті з довільним доступом (МПДД) [142, 143]. Очікується, що майбутні покоління елементів зчитування магнітної інформації будуть використовувати МТК замість СВП ГМО комірок.

Для збільшення швидкості перемикавання важливо зменшити опір контакту, тим самим зменшивши сталу часу перемикавання RC . Саме тому напівпровідники, які характеризуються нижчим тунельним бар'єром порівняно з оксидами, що використовуються у більшості випадків, досліджуються як неферомагнітні шари в МТК, а також як основа для повністю напівпровідникових МТК [144, 145]. Використання напівпровідників у структурах, гібридних з металами, привело до отримання надзвичайно великих значень магнітоопору при кімнатній температурі ($\text{MRK} \approx 750\ 000\%$ у магнітному полі з індукцією 4 Т [146]), що було використано для покращення параметрів елементів зчитування магнітної інформації [147, 148]. Магніторезистивний ефект зі значеннями магнітоопору такого ж порядку спостерігався також у гранулярних плівках метал/напівпровідник [149]. Інший підхід, що дозволяє отримати великий магнітоопір при кімнатних температурах ($\text{MRK} > 100\%$ при 0,01 Т), полягає у розділенні феромагнітних областей контактом наномасштабного розміру. У спрощеному випадку таку структуру можна розглядати як граничний випадок СПП ГМО. Ефект у таких структурах, також відомий як *балістичний магнітоопір*, широко досліджується із застосуванням різних матеріалів і геометрій [150–153].

3.3. Характеристичні довжини у спінтроніці

У попередніх розділах даного огляду використовували поняття “довжина спінової дифузії”, “довжина

¹³ У англійській літературі – spin-transfer torque.

¹⁴ У англійській літературі – MTJ (magnetic tunnel junction).

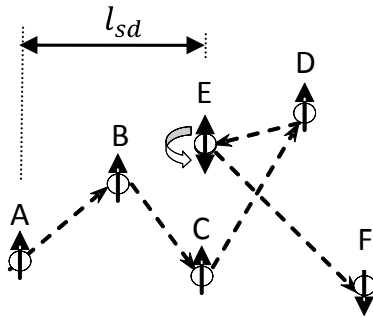


Рис. 17. Схематичне зображення руху електрона у твердому тілі

вільного пробігу” тощо, без детального опису їх визначення, розгляду їх співвідношення, механізмів, що на них впливають. У цьому розділі приділимо увагу цим питанням. Хоч вони є багато в чому спільні як для напівпровідникової, так і для магнітної спінтроніки, розгляд буде зосереджено переважно на використанні вказаних понять у магнітній спінтроніці.

Створення та дослідження багатошарових плівок, які є комбінацією ФМ і НМ шарів, вивели на перший план власний (спіновий) магнітний момент електрона, який поряд із зарядом електрона відіграє фундаментальну роль у структурах такого типу. Тоді як перші спроби аналізу магнітоопору в таких комбінованих структурах припускали, що напрямок спіну кожного електрона зберігається при проходженні електрона крізь багатошарову плівку, подальші дослідження показали, що це справедливо лише до певної міри.

У загальному випадку відстань, на якій спін носія заряду змінює свій напрямок, визначається видом матеріалу, його чистотою і температурою. Спін також може змінювати напрямок на межі поділу (інтерфейсі) між двома немагнітними металами (НММ1/НММ2) або між немагнітним і феромагнітним (НММ/ФММ) металами. Для аналізу процесів у багатошарових ФММ/НММ структурах потрібно уточнити визначення різних характеристичних довжин.

У окремо взятому НМ провіднику розрізняють три фізичні величини, які характеризують різні боки руху електрона: довжина вільного пробігу λ_t , спін-фліп¹⁵ довжина λ_{sf} (тобто довжина пробігу між зіткненнями, при яких електрон змінює напрямок свого спіну) і довжина спінової дифузії l_{sd} . Для спрощення аналізу будемо вважати, що електрони руха-

ються прямолінійно між актами зіткнення (балістичний рух), а кількість актів зіткнення є досить великою під час їх руху через зразок (дифузійний рух). Тоді λ_t – це середня відстань між зіткненнями будь-якого виду (як такими, що не змінюють напрямок спіну, так і *спін-фліп* розсіюваннями). Якщо позначимо середній час між зіткненнями τ , то $\lambda_t = v_F \tau$, де v_F – швидкість Фермі. Аналогічно λ_{sf} – це середня довжина шляху (по прямій чи ламаній) між спін-фліп зіткненнями. Визначивши τ_{sf} як середній час між спін-фліп подіями, отримуємо: $\lambda_{sf} = v_F \tau_{sf}$. На противагу до цих величин довжина спінової дифузії характеризує дифузійний рух електронів: l_{sd} – це середня відстань, на яку переміститься електрон у певному напрямку між двома спін-фліп зіткненнями.

Спрощено поведінку електрона у провіднику можна уявити так, як це зображено на рис. 17. Електрон починає рух із точки А і рухається, розсіюючись і змінюючи напрямок руху в точках В, С, D, E і F. При цьому напрямок спіну змінюється лише в точці E. У такому випадку довжиною вільного пробігу буде довжина відрізка АВ, спін-фліп довжиною – довжина ламаної ABCDE, а довжиною спінової дифузії – відстань l_{sd} , позначена на рисунку. Звичайно, потрібно взяти усереднені значення цих величин.

Для немагнітного металу буде справедливим співвідношення [88]:

$$l_{sd} = \sqrt{D\tau_{sf}} = \sqrt{(1/3)\lambda_t v_F \tau_{sf}} = \sqrt{(1/3)\lambda_t \lambda_{sf}}, \quad (13)$$

де D – це коефіцієнт електронної дифузії. Зазвичай $\lambda_t < l_{sd} < \lambda_{sf}$.

У ФМ метали рух електронів зі спіновими магнітними моментами, направленими “вгору” і “вниз”, потрібно розглядати окремо. Асиметричний характер розсіювання електронів мажоритарної та міноритарної підзон приводить до того, що середні довжини вільного пробігу є різними для електронів цих підзон. Будемо умовно, як і раніше вважати, що мажоритарні електрони (більшість) мають орієнтацію спінового магнітного моменту вгору (↑), а міноритарні (меншість) – вниз (↓). Зазвичай розсіювання міноритарних електронів на рівні Фермі є сильнішим, тобто $\tau_{\uparrow}^F > \tau_{\downarrow}^F$ і, відповідно, $\lambda_{\uparrow}^F > \lambda_{\downarrow}^F$. Як результат, такі фізичні величини, як спін-фліп час та довжина спінової дифузії також виявляються спін-залежними, тобто $\tau_{sf\uparrow}^F > \tau_{sf\downarrow}^F$ і $l_{sd\uparrow}^F > l_{sd\downarrow}^F$. Але для деяких задач, можна (і треба) ввести величини, які одночасно будуть містити параметри обох спінових підзон. Такими величинами є час спінової релаксації та інтегральна довжина спінової дифузії. Так, час спінової релаксації у феромагнети-

¹⁵ Від англійського “to flip” – обергати, перевертати.

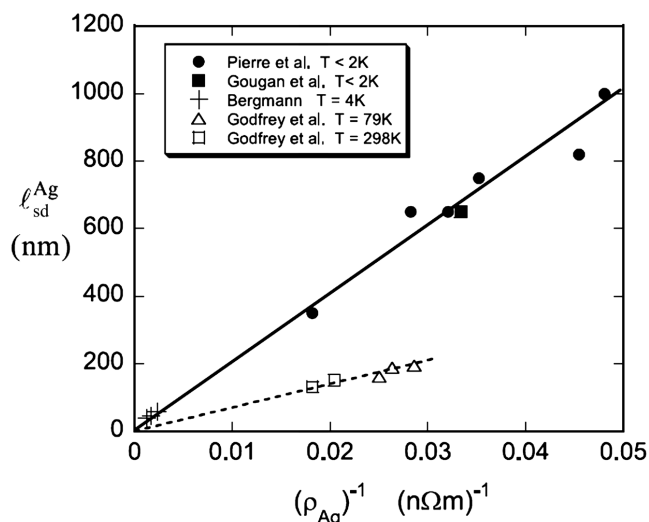


Рис. 18. Залежність l_{sd} від ρ^{-1} для зразків срібла з різним ступенем чистоти [88]. Суцільна лінія є лінійною апроксимацією експериментальних даних при $T < 2$ К, а пунктирна – апроксимація такого ж типу для даних при $T = 79$ К і $T = 298$ К. Для довідки: чисте срібло при 293 К має $\rho^{-1} = 0,063$ (нОм·м) $^{-1}$ [154]

ку визначається із виразу

$$1/\tau_{sf}^F = 1/\tau_{sf\uparrow}^F + 1/\tau_{sf\downarrow}^F, \quad (14)$$

а інтегральна довжина спінової дифузії

$$[1/l_{sd}^F]^2 = [1/l_{sd\uparrow}^F]^2 + [1/l_{sd\downarrow}^F]^2 \quad (15)$$

(див. [88]).

Механізми спінової релаксації будуть розглянуті нижче. Нині лише зазначимо, що, якщо до матриці із чистого НМ металу добавляти навіть немагнітну

Т а б л и ц я 1. Спін-фліп параметри при 4,2 К для інтерфейсів між немагнітними металами [88]

Метали (НММ1/НММ2)	T (К)	$\delta_{NMM1/NMM2}$	$2AR_{NMM1/NMM2}$ (фОм·м ²)
Ag/Cu	4,2	~ 0	0,1
V/Cu	4,2	$0,07 \pm 0,04$	2,3
Pd/Au	4,2	$0,08 \pm 0,08$	0,45
Au/Cu	4,2	$0,13^{+0,08}_{-0,02}$	0,3
Pt/Pd	4,2	$0,13 \pm 0,08$	0,28
Pd/Ag	4,2	$0,15 \pm 0,08$	0,7
Nb/Cu	4,2	$0,19 \pm 0,05$	2,2
Pd/Cu	4,2	$0,24^{+0,1}_{-0,05}$	0,9
Ru/Cu	4,2	$\sim 0,35$	2,2
Pt/Cu	4,2	$0,9 \pm 0,1$	1,5
W/Cu	4,2	$0,96 \pm 0,1$	3,1

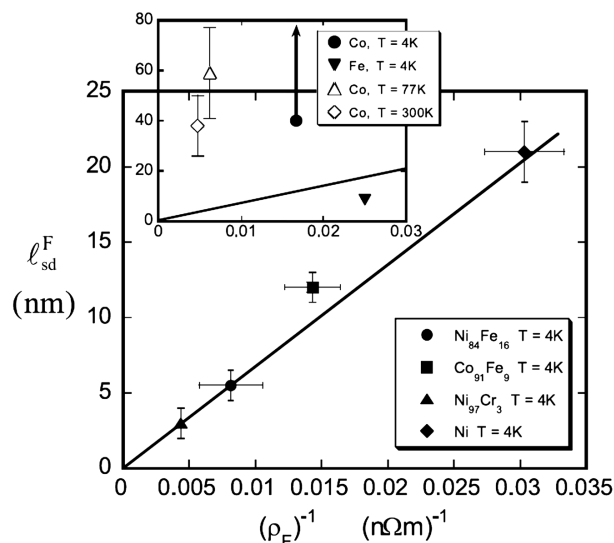


Рис. 19. Залежність l_{sd} від ρ^{-1} для магнітних матеріалів [88]. Суцільна лінія є лінійною апроксимацією експериментальних даних для нікелю, його сплавів та сплаву Co-Fe. На вставці показано цю ж лінію, а також дані для кобальту та заліза

домішки, то вона буде спричиняти додатковий внесок і в спін-фліп розсіювання. Джерелом такого розсіювання є спін-орбітальна взаємодія, спричинена цією домішкою. Якщо концентрація домішки у сплаві дорівнює c , а ефективний переріз спін-орбітального розсіювання дорівнює σ_{so} , то довжина спін-фліп пробігу λ_{sf}^N , зумовлена цим процесом, дорівнює

$$\lambda_{sf}^N = 1/(nc\sigma_{so}), \quad (16)$$

де n – концентрація атомів у матриці. Якщо концентрація домішки відносно невелика, то λ_{sf}^N також пропорційна $1/c$. У результаті, $\lambda_{sf}^N \propto 1/c$, а отже $l_{sd}^N \propto \rho^{-1}$ де ρ – питомий електричний опір сплаву. Виявляється, що це співвідношення є коректним для низки розбавлених сплавів і нижче наведено приклади таких випадків.

На рис. 18 наведено залежність $l_{sd}(\rho^{-1})$ для зразків срібла різного ступеня чистоти (немагнітні матеріали), а на рис. 19 – така ж залежність для магнітних матеріалів. Як бачимо, в магнітних матеріалах довжина спінової дифузії приблизно на порядок менша, ніж в немагнітних. У останніх вона може досягати 1 мкм.

Як зазначалось вище, спін-фліп розсіювання також відбувається на межі між двома металами. На жаль, на даний час надійні дані є лише для випадку межі поділу між двома немагнітними металами (НММ1/НММ2). У табл. 1 наведено значення спін-

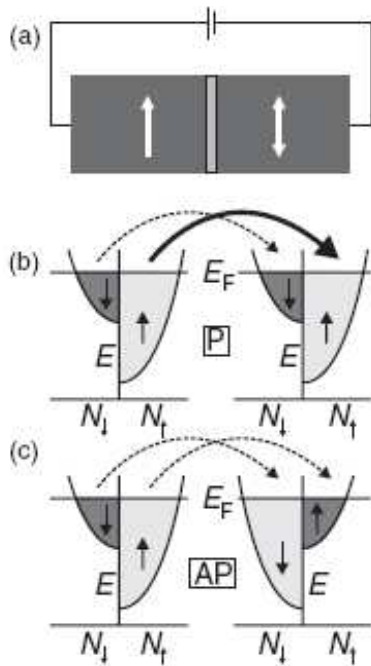


Рис. 20. Схематичне зображення ТМО пристрою, який складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір), розділених діелектричним бар'єром (світло-сірий колір) (a). Конфігурація намагніченості ФМ електродів може бути паралельною або антипаралельною, як це позначено білими стрілками. Підзони для електронів з різним напрямком спінових магнітних моментів наведено для випадку паралельної (b) та антипаралельної (c) орієнтації намагніченостей. Суцільною (пунктирною) лінією позначено сильний (слабкий) спіновий струм

фліп параметра $\delta_{N_{MM1}/N_{MM2}}$ для різних пар металів. Цей параметр характеризує імовірність W спин-фліп розсіювання на інтерфейсі N_{MM1}/N_{MM2} :

$$W = [1 - \exp(\delta_{N_{MM1}/N_{MM2}})] \quad (17)$$

Слід зазначити, що для інтерфейсу між міддю й іншим металом спин-фліп параметр збільшується зі збільшенням атомного номера елемента, тобто $\delta_{N_{MM1}/N_{MM2}}$ є найменшим для Ag та V і найбільшим для Pt та W.

4. Основні явища магнітної спітроніки

4.1. Тунельний магнітоопір

Класична механіка не дозволяє частинці проникати через потенціальний бар'єр, висота якого більша за кінетичну енергію частинки. У квантовій механіці таке проникнення можливе завдяки ефекту квантового тунелювання.

Квантовим тунелюванням називається квантово-механічний ефект проходження частинки через потенціальний бар'єр. **Коефіцієнтом прозорості** потенціального бар'єра називають величину

$$D = I/I_0, \quad (18)$$

де I – інтенсивність хвилі де Бройля, яка пройшла через потенціальний бар'єр, а I_0 – інтенсивність хвилі, що падає на бар'єр.

Для прямокутного потенціального бар'єра з висотою U_0 і шириною L коефіцієнт прозорості виражається формулою [155]:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - V)}L \right], \quad (19)$$

де m – маса частинки, а V – її енергія.

Тунельний ефект відіграє помітну роль, якщо прозорість бар'єра не є малою величиною. Це спостерігається в тих випадках, коли лінійні розміри потенціального бар'єра співрозмірні з атомними розмірами. Наприклад, для $U_0 - V = 10$ eV і $L = 10^{-10}$ м (1 \AA) коефіцієнт прозорості для електронів ($m \approx 10^{-30}$ кг) буде $D \approx 0,04$. Якщо ж $L = 10^{-9}$ м, то за тих же умов $D \approx 8 \cdot 10^{-15}$. Прозорість бар'єра зменшується зі збільшенням маси частинки і різниці $U_0 - V$.

Якщо електроди¹⁶ по обидва боки від тунельного бар'єра є феромагнітними, то прозорість цього бар'єра (провідність системи) можна керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля. У цьому випадку говорять про тунельний магнітоопір. Джерело тунельного магнітоопору ґрунтується на наявності асиметрії в значеннях густини електронних станів на рівні Фермі для електронів зі спіновими магнітними моментами, направленими вгору і вниз ($N_{\uparrow}(E_F)$ і $N_{\downarrow}(E_F)$ відповідно). Якщо у процесі тунелювання орієнтація спінів зберігається, то електрони з певної спінової підзони першого ФМ електрода можуть тунелювати лише в таку ж спінову підзону другого ФМ електрода, як це схематично зображено на рис. 20. Імовірність тунелювання пропорційна добутку значень густини електронних станів на рівні Фермі для відповідних підзон, а, значить, визначається відносною орієнтацією намагніченостей ФМ контактів. Для випадку, зображеного на рис. 20, b, c, електричний опір системи в паралельній конфігурації нижчий за такий антипаралельній конфігурації.

¹⁶ Часто електроди в тришарових структурах називають просто "контакти".

Беручи за основу роботи Тедрова та Месервея [102] і припускаючи, що у процесі тунелювання спіні і енергія зберігаються, Жульєр вивів компактний вираз для різниці між електричними опорами для паралельної та антипаралельної конфігурацій намагніченостей [103]:

$$\text{TMR} = \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{P}}} = \frac{G_{\text{P}} - G_{\text{AP}}}{G_{\text{AP}}} = \frac{2P_1^{\text{F}}P_2^{\text{F}}}{1 - P_1^{\text{F}}P_2^{\text{F}}}, \quad (20)$$

де $R_{\text{P(AP)}}$ – електричний опір системи в P (паралельній) (AP – антипаралельній) конфігурації, $G_{\text{P(AP)}}$ – електрична провідність системи в P(AP) конфігурації і $P_{1,2}^{\text{F}}$ – спінова поляризація електронів на рівні Фермі для першого (другого) ФМ контакту, яка математично виражається, як

$$P_i^{\text{F}} = \frac{N_{i\uparrow}(E_{\text{F}}) - N_{i\downarrow}(E_{\text{F}})}{N_{i\uparrow}(E_{\text{F}}) + N_{i\downarrow}(E_{\text{F}})}, \quad i = 1, 2. \quad (21)$$

Хоча модель Жульєра досить добре відображає фундаментальні процеси, вона не спроможна пояснити низку експериментальних фактів, таких як залежність ТМО від температури, напруги, матеріалу тунельного бар'єра, а також висоти та ширини останнього [104]. На жаль, моделі, яка б охопила всі ці аспекти, до цього часу не розроблено.

Модель Жульєра розглядає ФМ контакти як незалежні і справедлива лише для бар'єра прямокутної форми. У реальних пристроях хвильові функції носіїв заряду обох ФМ контактів перекриваються, а прикладання електричної напруги змінює форму бар'єра. Слончевський [156] удосконалив модель Жульєра шляхом врахування проникності обох контактів, що в результаті привело до врахування перекриття хвильових функцій всередині бар'єра. Хоча модель Слончевського є більш реалістичною, вона також не в змозі кількісно пояснити залежність ТМО ні від температури (T), ні від прикладеної напруги (V). Так, у випадку тунелювання через вакуумний бар'єр магнітоопір вельми слабо залежить від напруги [157]. Взавши за основу ці результати, було розроблено модель, що включає двоактове тунелювання через локалізовані стани в тунельному бар'єрі як можливий механізм, який спроможний пояснити V - і T -залежності магнітоопору, а також від'ємні значення ТМО [158–160].

Значення ТМО в тунельних контактах досягають декількох сотень процентів [161–163] у порівняно невеликих магнітних полях. Цього достатньо, щоб ТМО пристрої були комерційно привабливими для розробки на їх основі елементів для зчитування інформації в

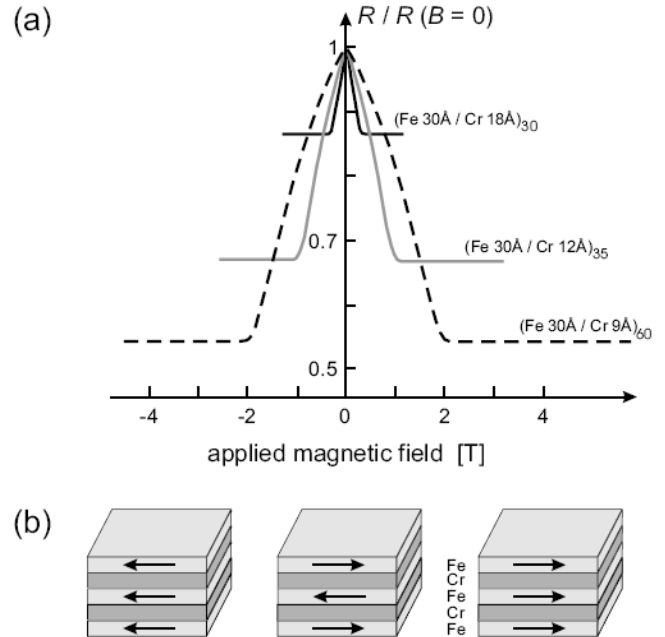


Рис. 21. Магнітоопір багатошарових структур Fe/Cr при 4,2 К (а). Напрямки електричного і магнітного полів паралельні площині шарів (запозичено з роботи [105]); орієнтація намагніченостей в окремих шарах Fe за умов від'ємного поля (зліва), додатного (справа) і за відсутності зовнішнього магнітного поля (посередині) (б)

жорстких магнітних дисках та магнітної пам'яті з довільним доступом. Одним із перспективних напрямків розробки тунельних магнітних контактів є використання органічних матеріалів у ролі немагнітного розділяючого прошарку (спейсера) [164].

4.2. Гігантський магнітоопір

Перші повідомлення про великі значення магнітоопору у багатошарових структурах ФММ – НММ з'явилися в 1988–1989 роках [105, 106]. Залежності магнітоопору MR від індукції прикладеного магнітного поля B для багатошарових структур залізо–хром показано на рис. 21. Оскільки отримані значення MR більше ніж на порядок величини перевищували магнітоопір відомих на той час ФМ матеріалів, такий магнітоопір був названий *гігантським магнітоопором*, а за багатошаровими ФММ – НММ структурами закріпилася назва *ГМО структури* або *структури з гігантським магнітоопором*.

Аналогічно до випадку структури з магнітними тунельними контактами в ГМО структурі зовнішнє магнітне поле також використовується для зміни відносної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів із ан-

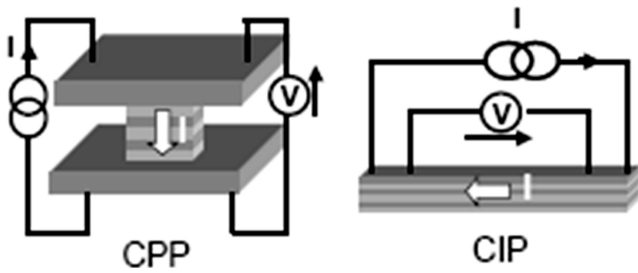


Рис. 22. Схематичне зображення СПП (зліва) та СВП (справа) конфігурацій ГМО структури

типаралельної на паралельну та навпаки. При паралельній конфігурації ГМО структура, зазвичай (але не обов'язково), має менший електричний опір.

Хоча, на перший погляд, принцип роботи такого пристрою здається нескладним, відкриття ефекту ГМО не було прогнозованим, і процеси, які лежать в його основі, не є простими. Вище було показано, що ТМО *безпосередньо* пов'язаний з асиметрією густини електронних станів між ФМ контактами з обох боків тунельного бар'єра. Далі буде наведено обґрунтування, що ГМО також є результатом неоднакової густини електронних станів у різних спінових підзонах, але *непрямим чином*. Як і у випадку ТМО, на початковому етапі розгляду будемо вважати, що спін-фліп розсіюванням можна знехтувати, тобто $\tau_{\uparrow\downarrow}, \tau_{\downarrow\uparrow} \rightarrow \infty$. Відсутність переходів між спіновими моментами, направленими "вгору" і "вниз", робить можливим застосування двоканальної моделі [9, 165], в якій процес перенесення заряду відбувається по двох незалежних каналах – один для електронів зі спіновим магнітним моментом, направленим "вгору", а інший – з моментом "вниз". Цю модель було застосовано для пояснення походження ГМО у випадках двох різних геометричних конфігурацій експерименту: струм у площині (СВП) плівки та струм перпендикулярно площині (СПП) плівки (рис. 22).

4.2.1. СВП-геометрія ГМО

Перші ГМО структури мали СВП конфігурацію, оскільки процес їх виготовлення є одним із найпростіших. У СВП ГМО пристрої електрони зі спіновим магнітним моментом, паралельним намагніченості ФМ шару, розсіюються слабше, ніж ті, магнітний момент яких має протилежний напрямок. Тобто, електричний струм у кожному з контактів переноситься, головним чином, мажоритарними носіями. Але електрони у процесі руху переходять з одного контакту у другий через НМ спейсер, зберігаючи переважно

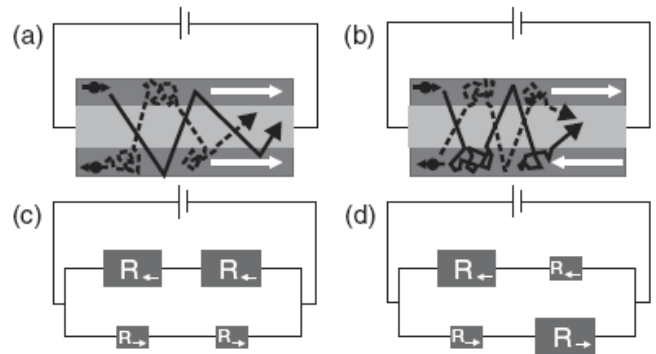


Рис. 23. Схематичне зображення СВП ГМО пристрою, що складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір) і немагнітного спейсера (світло-сірий колір) для паралельної (a) та антипаралельної (b) конфігурацій намагніченості. Напрямок намагніченості позначено білими стрілками. Траєкторії руху двох електронів із різними напрямками спінів позначено суцільною та пунктирною чорними лініями. Наведено еквівалентні електричні схеми для випадку паралельної (c) та антипаралельної (d) конфігурацій. Більший резистор означає більший електричний опір у результаті підсиленого розсіювання електрона зі спіном певного напрямку

свій напрямок спіну. Тобто, для кожного з напрямків спіну в системі в цілому формується свій канал струму.

Коли магнітні моменти обох ФМ шарів направлені паралельно (рис. 23, a), електричний опір спінового каналу з мажоритарними для обох контактів носіями є малим, проте опір іншого, міноритарного каналу – великий. Оскільки обидва канали включені паралельно, загальний опір визначається меншим із опорів і є відносно малим (рис. 23, c). Інша картина наявна у випадку антипаралельної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів (рис. 23, b). Електрони, мажоритарні для одного ФМ шару, потрапляючи в інший ФМ шар, стають міноритарними для цього шару. Тому носії заряду в обох каналах, що прийшли з сусіднього із іншою спіною орієнтацією, відчувають значне розсіювання, результатом чого є значна величина загального опору (рис. 23, d). Критичним розміром у випадку СВП конфігурації є довжина вільного пробігу електрона. Для наявності відчутного ГМО ефекту необхідно, щоб товщина НМ спейсера була меншою за довжину вільного пробігу, а товщина ФМ шарів – менша за довжину вільного пробігу для мажоритарних носіїв. Зазначимо, що довжина вільного пробігу електрона завжди менша за довжину спінової дифузії, тобто відстані, пересуваючись на яку електрон зберігає орієнтацію спіну, хоча при цьому і розсіюється, змінюючи швидкість і/або напрям руху.

4.2.2. СПП-геометрія ГМО

Фізичні принципи, які лежать в основі СПП ГМО, дещо відрізняються від таких для СВП конфігурації. Прикладемо електричну напругу перпендикулярно до площини структури, в якій плоскі ФМ металеві контакти розділено тонким немагнітним металевим шаром спейсера (рис. 24). У перенесенні електричного заряду будуть брати участь як міноритарні, так і мажоритарні носії, але струм у кожному з каналів буде відрізнятися один від одного. Причиною цього є асиметрія спінових підзон у феромагнетика, з якого інjektуються носії заряду. Під час протікання електричного струму через систему ФМ контакт – НМ спейсер в останній буде інjektуватись різна кількість носіїв зі спіновими магнітними моментами, направленними “вгору” та “вниз”. Потрібен деякий час, щоб у системі встановилась рівновага і кількість носіїв у каналах зрівнялась. Протягом цього часу носії заряду пройдуть скінченну відстань, результатом чого є те, що в немагнітному матеріалі, в деякій області поблизу феромагнетика формується нерівноважна намагніченість. Величина нерівноважної намагніченості визначається надлишком носіїв у одному каналі порівняно з іншим і зменшується зі збільшенням відстані до ФМ контакту. Таке явище отримало назву *спінової акумуляції*.

Спінову акумуляцію визначають як різницю між електрохімічним потенціалом для електронів зі спіном “вгору”, μ_{\uparrow} , і електрохімічним потенціалом для електронів зі спіном “вниз”, μ_{\downarrow} . Величина спінової акумуляції залежить від співвідношення між швидкістю інjektування нерівноважних носіїв заряду в немагнітний метал та часом спінової релаксації, і експоненціально спадає зі збільшенням відстані:

$$\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} = \exp(-l/l_{sd}), \quad (22)$$

де l – відстань від межі ФМ–НМ, а l_{sd} – довжина спінової дифузії в НМ спейсері. Зазвичай концентрація надлишкових спінів, які є результатом спінової акумуляції, на декілька порядків нижча за концентрацію носіїв заряду в НМ спейсері. Незважаючи на це, спінова акумуляція все ж таки піддається вимірюванням. Кількісну характеристику спінової акумуляції можна отримати, розміщуючи інший ФМ контакт, *спіновий детектор*, на такій відстані від спінового інjektора, яка менша або порівнянна з довжиною спінової релаксації.

Скінченна величина спінової акумуляції в точці детектування означає, що густини носіїв “спін-вгору” і “спін-вниз” є різними. Проходження носіїв заряду

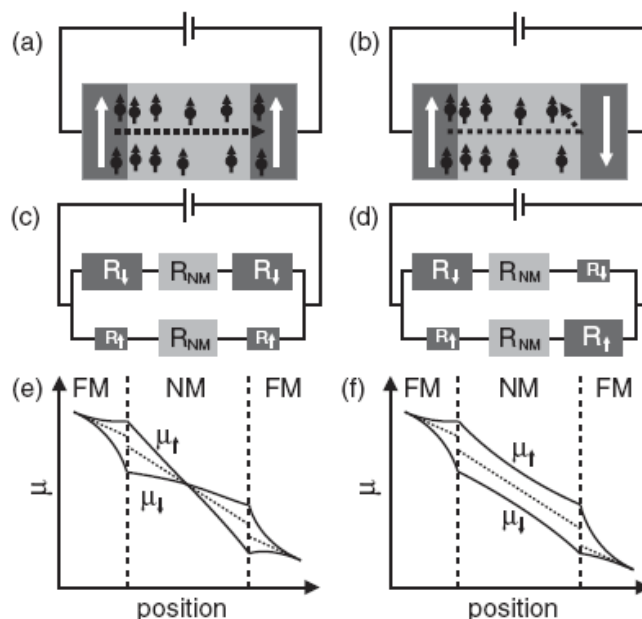


Рис. 24. Схематичне зображення СПП ГМО пристрою, що складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір) і немагнітного спейсера (світло-сірий колір) для паралельної (a) та антипаралельної (b) конфігурацій намагніченості. Напрямки намагніченості позначено білими стрілками. Пунктирні стрілки означають спіновий струм. Наведено еквівалентні електричні схеми для випадку паралельної (c) та антипаралельної (d) конфігурацій. Більший резистор означає більший електричний опір в результаті підсиленого розсіювання електрона зі спіном певного напрямку. Побудовано графік розподілу електрохімічного потенціалу μ для електронів із різною орієнтацією спінів для випадків паралельної (e) та антипаралельної (f) конфігурацій намагніченості. Пунктирними лініями позначено значення електрохімічних потенціалів, до яких вони прямують на великих відстанях

є більшим, коли намагніченість спінового детектора паралельна до результуючого спінового магнітного моменту на межі поділу НМ спейсер – спіновий детектор. Як і у випадку з СВП ГМО, СПП ГМО також можна описати шляхом введення схеми еквівалентних резисторів (рис. 24, c, d).

Більш повного теоретичного опису СПП ГМО, що ґрунтується на рівнянні Больцмана, вдалося досягти Валету та Ферту [97]. Їхня модель дозволяє обчислити електрохімічні потенціали для двох напрямків спінів (рис. 24, e, f) і показує, що існує розщеплення електрохімічних потенціалів на межах поділу НМ–ФМ контактів. Вона також показує, що падіння напруги (яке представлене розривами в асимптотичних напрямках на рисунку) на межах поділу відмінне для паралельної і антипаралельної конфігурацій. Важливо зазначи-

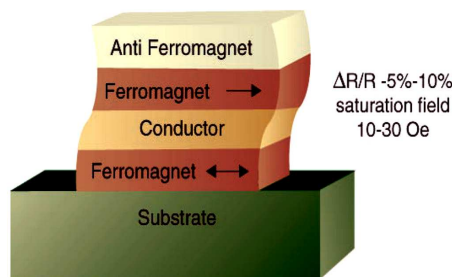


Рис. 25. Структура спінового клапана

ти, що критичною довжиною в СПП ГМО пристроях є довжина спінової дифузії, на відміну від СВП ГМО, де такою величиною є довжина вільного пробігу. Оскільки спінова акумуляція експоненціально спадає зі збільшенням відстані від інжектора, величина ГМО також експоненціально залежить від відстані між інжектором і детектором. Цей факт може бути використаний для визначення довжини спінової релаксації в матеріалах.

Крім описаних вище тришарових СВП і СПП конфігурацій, ГМО також спостерігається в багатошарових структурах [105], гранулярних системах [166] та наноконтактах [167].

4.2.3. Види ГМО структур

У ГМО структурах зовнішнє магнітне поле використовується для зміни відносної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів, і у більшості випадків це є зміна з антипаралельної на паралельну конфігурацію. Залежно від того, яким чином досягнуто антипаралельну конфігурацію у початковому стані (коли зовнішнє поле відсутнє), розрізняють три типи ГМО структур [168].

Багатошарові плівки, зв'язані антиферомагнітно. Типовими представниками цього класу є багатошарові плівки Fe/Cr, Co/Cu, а також NiFe/Ag. Робота таких структур ґрунтується на такому факті. Зв'язок між ФМ шарами через НМ прошарок визначається залежною від взаємної орієнтації спінів (намагніченостей) цих шарів взаємодією. Диполь-дипольна взаємодія для плоских шарів із товщинами, набагато меншими за лінійний розмір шарів у площині, є нехтовно малою, а пряма обмінна взаємодія між цими шарами відсутня, бо хвильові функції магнітних іонів у сусідніх шарах не перекриваються (згадаємо, що шари розділені спейсером, набагато товщим за типовий іонний радіус). Але металеві ФМ шари і немагнітний спейсер мають спільну систему електронів про-

відності. Внаслідок цього виникає непряма обмінна взаємодія сусідніх шарів, яка є проявом РККІ взаємодії для відповідної структури. Як і звичайна РККІ взаємодія, вона виявляється осцилюючою функцією товщини НМ прошарку і може набувати як антиферомагнітного, так і феромагнітного характеру. Підібравши відповідним чином товщину НМ прошарку, можна досягти антипаралельної конфігурації магнітних моментів ФМ шарів у початковому стані. Такі багатошарові плівки показують великі значення магнітоопору. Проте поля, які потрібні для того, щоб перебороти антиферомагнітну взаємодію, є досить великими (близько 1 кЕ), що значно звужує коло практичних застосувань¹⁷.

Багатошарові плівки з подвійною коерцитивністю. Типовим прикладом таких структур є багатошарові плівки Ru/Cu/Co/Cu, де Ru – це пермалой Ni₈₀Fe₂₀. Оскільки коерцитивна сила пермалой менша за коерцитивну силу кобальту ($H_c^{Py} < H_c^{Co}$), то в певному діапазоні зовнішнього магнітного поля орієнтація сусідніх магнітних шарів буде паралельною (наприклад, при $H > H_c^{Co}$), а в інших – антипаралельною (наприклад, у проміжку $H_c^{Py} < H < H_c^{Co}$). Такі структури також показують великі значення магнітоопору (десять відсотків у полях до 100 Е). Недоліком є те, що у слабких полях, достатніх для перемагнічування пермалоевого шару, магніторезистивний відгук залежить від магнітної передісторії кобальтового шару. Також (ефективна) коерцитивна сила пермалоевого шару в таких структурах може змінюватись під дією магнітостатичної взаємодії з боку кобальтового шару.

Спінові клапани. Такі структури складаються з двох ФМ металевих шарів, розділених немагнітним металевим прошарком, а також з додаткового шару, зазвичай антиферомагнітного (рис. 25).

Обмінна взаємодія, яка виникає між АФМ шаром та прилеглим до нього ФМ шаром, фіксує напрямок намагніченості останнього і робить його нечутливим до магнітних полів середньої величини (порядку кілоерстедів). Товщина НМ прошарку вибирається таким чином, щоб ФМ шари не взаємодіяли між собою або взаємодія між ними була мінімальною. Оскільки зв'язок між ФМ шарами досить слабкий, зміна магнітної конфігурації від антипаралельної до паралельної може відбуватися в слабких магнітних полях (порядку одиниць або десятків Ерстедів), що робить такі системи одними з найчутливіших в області слабких ма-

¹⁷ Виключенням є багатошарові структури NiFe/Ag, для яких насичення може досягатися в полях близько 100 Е.

гнітних полів. Із всіх вищеназваних ГМО структур спінові клапани є найбільш перспективними з точки зору використання в елементах прикладних застосувань. Саме вони використовуються в сучасних елементах зчитування в накопичувачах інформації на жорстких дисках і є одними з імовірних кандидатів для використання в комірках магнітної пам'яті з довільним доступом.

4.2.4. Проблема невідповідності опорів

Фундаментальною проблемою, яка утруднює спінову інжекцію з ФМ металу в напівпровідник, є так звана проблема невідповідності опорів. Зазвичай провідність напівпровідника значно менша, ніж провідність металу. З практичної точки зору головною цінністю ГМО структур є здатність керувати величиною електричного опору ФМ шарів шляхом зміни відносної орієнтації їхніх намагніченостей. Якщо сумарний електричний опір системи ρ_{Σ} головним чином визначається опором напівпровідника, то навіть за умови суттєвої різниці $R_{\downarrow}^{\text{FM}} - R_{\uparrow}^{\text{FM}}$, загальна зміна ρ_{Σ} під дією магнітного поля буде незначною. Це добре видно з резисторної моделі, показаної на рис. 24: якщо опір НМ матеріалу R_{NM} є домінуючим, то зміна всіх інших опорів практично не впливає на сумарний опір.

Є два можливих шляхи вирішення цієї проблеми. Перший – це збільшення різниці $R_{\downarrow}^{\text{FM}} - R_{\uparrow}^{\text{FM}}$ шляхом використання повністю спін-поляризованих ФМ матеріалів, так званих *половинних металів* [169]. Річ у тім, що у класичних ФМ матеріалах, таких як Fe, Ni чи Co, електрони провідності мають $4s$ характер, а феромагнітно вишикуваними, і, отже, повністю поляризованими загалом є електрони $3d$ -зони, які у значній мірі є локалізованими. Обмінна $s - d$ -взаємодія веде до значного спінового розщеплення s -зон провідності (хоч і порівнянного, але меншого за їх енергію Фермі) і лише часткової спінової поляризації електронів цієї зони. Електронна структура такого типу приводить до того, що спінова поляризація на рівні Фермі виявляється значно нижчою за 100%: так, навіть у кобальті, який у цьому сенсі має найкращі характеристики, спінова поляризація P^{F} дорівнює лише 45% [170]. У половинних металах спінові підзони тих електронів, які здійснюють провідність, розщеплені внутрішньооболонковою (хундівською) взаємодією на величину енергії, що перевищує фермівську. Як наслідок, рівень Фермі перетинає лише одну спінову підзону і, таким чином, спінова поляризація наближається до 100% за не дуже високих температур. Звичайно, залишається також питання, наскільки

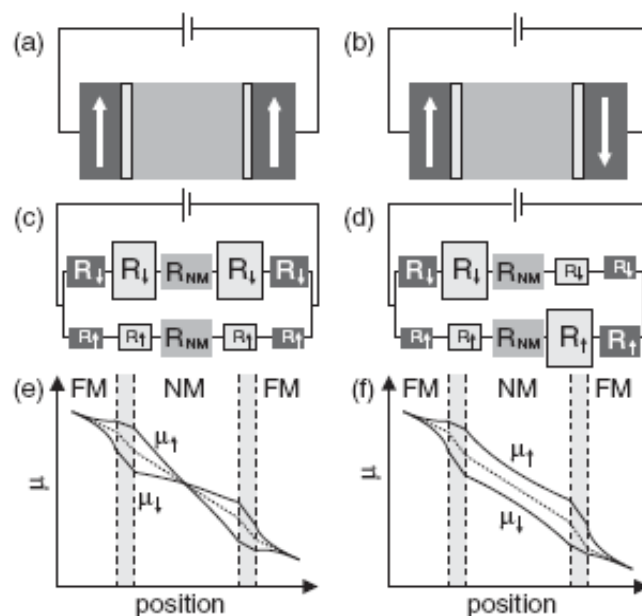


Рис. 26. Схематичне представлення СПП ГМО пристрою, що складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір), розділених немагнітним спейсером (світло-сірий колір) і тунельними бар'єрами (світло-сірий колір з чорною окантовкою), для випадків паралельної (а) та антипаралельної (б) конфігурацій намагніченості. Наведено еквівалентні електричні схеми для випадку паралельної (с) та антипаралельної (д) конфігурацій. Побудовано графік розподілу електрохімічного потенціалу μ для електронів із різною орієнтацією спінів для випадків паралельної (е) та антипаралельної (ф) конфігурацій намагніченості. Пунктирними лініями позначено значення електрохімічних потенціалів, до яких вони прямують на великих відстанях

ки ефективно спінова поляризація ФМ металу передається через ФМ/НМ межу поділу.

Іншим можливим шляхом вирішення проблеми невідповідності опорів є введення додаткового спін-залежного опору [171, 172]. Таким спін-залежним опором може бути тунельний бар'єр між ФМ контактом і напівпровідниковим прошарком. Його введення робить більшим внесок у різницю опорів між паралельною і антипаралельною конфігураціями, як це схематично показано на рис. 26, с, д. У моделі Валета – Ферта це приводить до більшого спінового розщеплення на інтерфейсах і до більшої різниці в падінні напруги для двох конфігурацій (див. рис. 26, е, ф).

4.3. Колосальний магнітоопір

Вище було описано, що у штучно створених багаточарових структурах перенесення заряду між двома ФМ шарами, розділеними немагнітним, залежить від

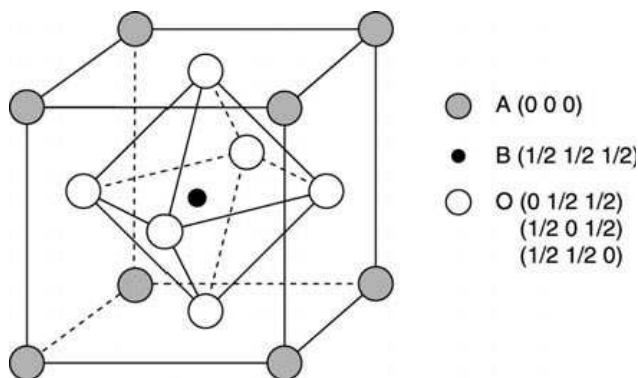


Рис. 27. Схематичний вигляд кубічної перовскітної структури ABO_3

взаємної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів. Такі структури можуть демонструвати магнітоопір, значення якого досягають декількох десятків відсотків у помірних магнітних полях. Виявляється, що у природі існують матеріали, у яких подібну структуру реалізовано на атомарному рівні і магнітоопір яких у доступних для використання полях може наближатися до 100%, а магніторезистивний коефіцієнт, відповідно, до сотень тисяч процентів. Такими матеріалами є складні сполуки, у яких за певних умов реалізуються переходи від парамагнітного ізолюючого чи слабо провідного стану до стану феромагнітного половинного металу. Нині знайдено чимало подібних сполук, хоча найбільш популярними з них є так звані перовскітові манганіти – матеріали на основі $RMnO_3$, де R – це рідкісноземельний елемент. У сполуках цього класу магнітоактивні іони марганцю (аналог ФМ електрода) розділені іоном кисню (аналог спейсера), і за певних умов перенесення заряду в ланцюзі $Mn-O-Mn$ буде залежати від взаємної орієнтації магнітних моментів іонів Mn .

Необхідною умовою досягнення високих значень магнітоопору є заміщення частини рідкісноземельних іонів R^{3+} на іони одно- чи двовалентних елементів або створення вакансій у кисневій підґратці. Такі заміщення приводять до появи значної кількості рухливих носіїв заряду, на противагу до вихідної сполуки $RMnO_3$, де всі електрони є локалізованими. У найпростішому розгляді іони Mn в заміщених манганітах перебувають у різних зарядових станах – Mn^{3+} і Mn^{4+} , і, оскільки вони у ґратці кристала є еквівалентними, то між ними виникає можливість перенесення електрона, яке при цьому змінює їхні зарядові стани. Залежність ймовірності перенесення електрона у такому процесі від відносного спінового стану іонів було

теоретично розглянуто Зінером [173] і вона отримала у літературі назву моделі подвійного обміну. Саме в заміщених перовскітових манганітах $R_{1-x}M_xMnO_3$ ($M = Ba, Sr, Ca, Na, K$ та ін.) реалізується унікальна ситуація: електрони $3d$ -оболонки марганцю беруть участь як у магнітному обміні, так і у процесі перенесення заряду. Завдяки цьому перехід від парамагнітного до феромагнітного стану виявляється суміщеним з переходом від ізолюючого чи слабопровідного стану до металічного. Метал, який виникає, є металом половинним, тобто хундівська енергія розщеплення між станами іонів з різними повними спінами є більшою за енергію Фермі металу, що утворився. Тому спінова поляризація електронів, котрі відповідають за провідність, може досягати тут 100%, а магнітоопір – рекордних значень.

Слід зазначити, що досягти рекордно високих значень MR ($\sim 100\%$) вдалося лише наприкінці ХХ століття, коли розвиток технології дозволив отримати високоякісні плівки та монокристали складних оксидів, включаючи заміщені перовскітові манганіти $R_{1-x}M_xMnO_3$ [174, 175]. Для того, щоб підкреслити надзвичайно високі значення MR у останніх, було введено термін *колосальний магнітоопір*¹⁸ (КМО), а за заміщеними перовскітовими манганітами закріпилась назва *матеріали з колосальним магнітоопором* або *КМО-манганіти*. Таку назву було застосовано значною мірою ще й тому, що термін “гігантський магнітоопір” був на час відкриття надзвичайно високого магнітоопору в манганітів уже зайнятий.

4.3.1. Кристалографічна структура

Структура заміщених оксидів $R_{1-x}M_xMnO_3$ ($M = Ba, Sr, Ca$ та ін.) близька до структури кубічного перовскіту. Елементарну комірку перовскіту $CaTiO_3$, від якого походить назва структури, зображено на рис. 27 [176]. Великі за розмірами тривалентні іони R та двовалентні іони M займають вузли A з координаційним числом 12. Менші іони Mn , які, в разі заміщення частини тривалентних іонів R^{3+} двовалентними M^{2+} , можуть перебувати у станах як Mn^{3+} , так і Mn^{4+} , розміщені у центрі кисневого октаедра. Вони займають вузли B з координаційним числом 6. Для стехіометричного оксиду частка іонів Mn , які перебувають у зарядових станах $3+$ та $4+$, дорівнює $1-x$ та x відповідно [177].

Важливою умовою виникнення структури перовскіту є сприятливий розмір катіонів. Межі, в яких

¹⁸ У англійській літературі – colossal magnetoresistance (CMR).

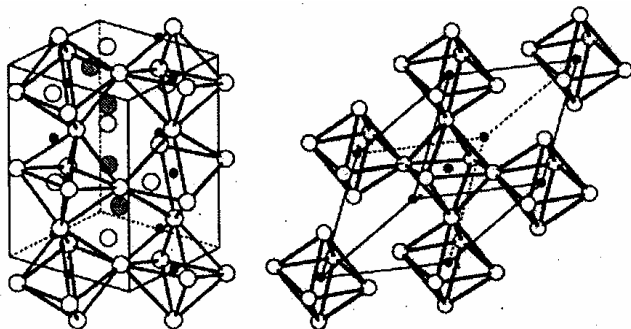


Рис. 28. Схематичне зображення орторомбічно (зліва) та ромбодрічно (справа) деформованої перовскітної структури

структура перовскіту є стійкою, визначаються фактором толерантності:

$$t = (r_A + r_O) / \sqrt{2}(r_B + r_O), \quad (23)$$

де r_A , r_B та r_O означають, відповідно, радіуси іонів у вузлах А, В і кисню. Структура перовскіту стабільна при $0,89 < t < 1,02$ [176]. При цьому $t = 1$ відповідає ідеальній кубічній щільно упакованій ґратці. У реальних манганітах t може відхилитися від 1. Так, в області низьких температур деякі з цих сполук, зазвичай, мають кристалічну ґратку з більш низькою симетрією, зокрема, ромбодрічною або орторомбічною (рис. 28) [178].

Сполуки структурного типу ABO_3 відносяться до більш загального класу сполук – фаз Раддлсдена–Пошера, які характеризуються загальною формулою $(R, M)_{n+1}Mn_nO_{3n+1}$. Вони містять n зв'язаних шарів октаедрів MnO_6 , розділених шарами $(R, M)O$ зі структурним впорядкуванням типу кам'яної солі. Випадок $n = \infty$ відповідає звичайному перовскіту. Деякі сполуки з $n = 1$ та $n = 2$ можуть бути отримані у вигляді монокристалів, але для $n = 3$ вдається вирощувати лише тонкі плівки [177]. Структура $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$ містить подвійні шари Mn, відділені один від одного немагнітними шарами. Ця квазідвошарова структура приводить до оригінальних анізотропних магнітних та електричних властивостей [177–179].

4.3.2. Електронна структура

У ізолюваному іоні перехідного металу для $3d$ -електрона доступні п'ять вироджених орбітальних станів з $l = 2$ [180]. У кристалі виродження за проекцією орбітального моменту частково знімається кристалічним полем. Так, у випадку кубічної симетрії

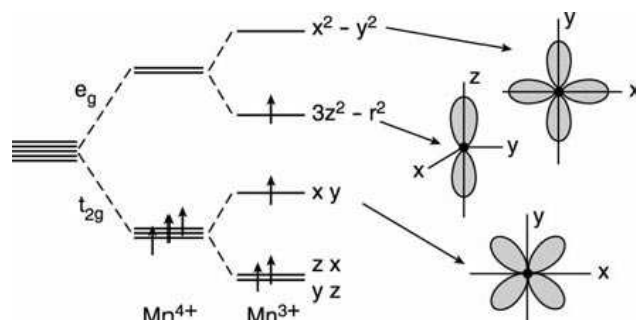


Рис. 29. Енергетичні рівні та орбіталі іонів Mn^{4+} і Mn^{3+} у кристалічному полі кубічної та тетрагональної симетрії

п'ятикратно вироджений d -рівень розщеплюється кубічним полем на два рівні, один з яких є трикратно орбітально-виродженим (так званий t_{2g} -рівень), а інший – двократно (e_g -рівень). Для MnO_6 – октаедра розщеплення між нижчим з цих рівнів (t_{2g}) та e_g -рівнем дорівнює $\Delta \sim 1,5$ eВ (рис. 29). Для іонів Mn^{3+} та Mn^{4+} внутрішньоатомна кореляція встановлює паралельне розташування електронних спінів (перше правило Хунда); відповідна хундівська обмінна енергія величиною близько 2,5 eВ є більшою, ніж розщеплення Δ , спричинене кристалічним полем. Іон Mn^{3+} має електронну конфігурацію $3d^4(t_{2g}^3 e_g^1)$ і спін $S = 2$, тоді як $Mn^{4+} - 3d^3(t_{2g}^3)$ і спін $S = 3/2$. Відповідні магнітні моменти дорівнюють $4\mu_B$ та $3\mu_B$, за умови нехтування невеликим орбітальним внеском [177].

У кристалічному полі з симетрією, нижчою за кубічну, виродження у групах t_{2g} та e_g рівнів знімається (див. рис. 29). Хоча у результаті деформацій, які знижують симетрію, енергія Mn^{4+} залишається незмінною, енергія Mn^{3+} знижується. Таким чином, наявність іонів Mn^{3+} приводить до вираженої тенденції до спонтанної деформації свого октаедричного оточення. Такі спонтанні деформації, які називають ян-теллерівськими, досить сильно проявляються у манганітах з невисоким рівнем легування, тобто в тій області, де концентрація іонів Mn^{3+} є значною (нагадаємо, що концентрація іонів Mn^{3+} дорівнює $1 - x$).

Ян-теллерівські спонтанні деформації, які знімають виродження e_g станів, є направленими вдовж осей 4-го порядку октаедра найближчого оточення іона Mn^{3+} . У кожного октаедра є три таких еквівалентних осі, і в кожного з іонів Mn^{3+} , якщо їх концентрація невелика, спонтанні деформації відбуваються незалежно вздовж випадково вибраної однієї з таких осей. Якщо ж вміст іонів Mn^{3+} перевищує деяке порогове значення, то напрямки ян-теллерівських деформацій не є незалежними для різних іонів Mn^{3+} ,

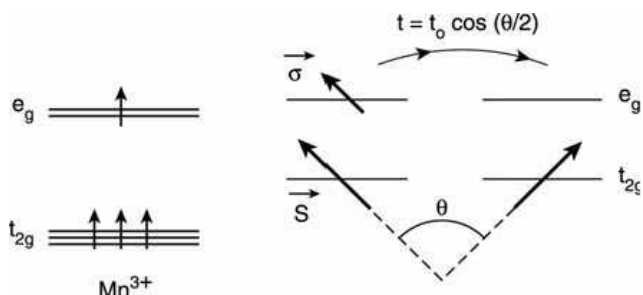


Рис. 30. Схема подвійного обміну між різновалентними іонами марганцю

і їх розташування характеризується далеким порядком (кооперативний ефект Яна–Теллера). Зі збільшенням вмісту Mn^{4+} (тобто, зі збільшенням x) в розташування ян-теллерівських деформацій вноситься все більший елемент хаотичності і далекий порядок в решті-решт руйнується. За певних умов, зокрема, коли співвідношення між вмістом іонів Mn^{3+} і Mn^{4+} відповідає 1:1, може знову спостерігатися далекий порядок у розташуванні локальних деформацій навколо трикратно іонізованих іонів марганцю. Цей цікавий і важливий ефект отримав назву орбітального впорядкування і відіграє важливу роль у формуванні властивостей заміщених манганітів [179, 181].

4.3.3. Обмінні взаємодії

Магнітні властивості манганітів визначаються обмінними взаємодіями між іонами Mn. Оскільки іони марганцю розділені іонами кисню, то такі взаємодії є непрямими (надобмінними) через орбіталі іонів кисню, які є проміжними між сусідніми магнітними іонами (Mn). Непрямі обмінні взаємодії є досить сильними [179, 181]. Саме вони відповідають за магнетизм більшості феро-, фері- і антиферромагнітних ізоляторів. Енергія взаємодії у конкретному випадку манганіту визначається ступенем перекриття між d -орбіталами марганцю та p -орбіталами кисню. Відповідні надобмінні взаємодії залежать від орбітальних конфігурацій і узгоджуються з правилами Гуденафа – Канаморі [182]. У спрощеному випадку можна сказати, що для $Mn^{4+}-O-Mn^{4+}$ взаємодія завжди є антиферромагнітною (АФМ), а для $Mn^{3+}-O-Mn^{3+}$ вона може бути ФМ або АФМ, залежно від низки параметрів, зокрема, від відстані між іонами марганцю [182].

Особливим та цікавим є випадок $Mn^{4+}-O-Mn^{3+}$, у якому зарядовий стан іонів марганцю може змінюватися через одночасні стрибки e_g -електрона іона Mn^{3+} на p -орбіталь кисню та з p -орбіталі O на пусту ор-

біталь Mn^{4+} . Цей механізм, вперше запропонований Зінером і названий подвійним обміном¹⁹ (ПО), приводить до сильної феромагнітної взаємодії [173]. Як показано Андерсоном і Хасегавою [183], у випадку сильного зв'язку Хунда імовірність переходу електрона від Mn^{3+} до сусіднього Mn^{4+} дорівнює $t_0 \cos(\theta/2)$ де t_0 – амплітуда міжвузловинних переходів, а θ – кут між спіновими магнітними моментами іонів Mn (рис. 30).

Процес електронного переходу знімає виродження конфігурацій $Mn^{3+}-O-Mn^{4+}$ та $Mn^{4+}-O-Mn^{3+}$, що приводить до появи двох енергетичних рівнів $E_{t=0} \pm t_0 \cos(\theta/2)$ [183, 184]. Енергетичний виграв у випадку паралельної спінової конфігурації ($\theta = 0$), який одночасно максимізує перенесення електрона t по відношенню до антипаралельної конфігурації ($\theta = \pi$), сприяє встановленню феромагнітного характеру ПО-взаємодії. Однак, залежність подвійного обміну від кута (пропорційно до $\cos(\theta/2)$) є суттєво відмінною від такої для звичайної обмінної взаємодії (пропорційно до $\cos(\theta)$) [176]. Саме різниця в характері кутової залежності у поєднанні з конкуренцією між ПО-феромагнетизмом та надобмінним антиферомагнетизмом і визначають складність магнітної фазової діаграми манганітів залежно від рівня легування [179, 181, 185, 186], хоча ян-теллерівські деформації і орбітальне впорядкування також відіграють у цьому питанні важливу роль [187].

Для застосування у приладах магнітоелектроніки матеріал має мати якомога вище значення температури магнітного переходу T_C . Величину T_C можна досить грубо оцінити з таких міркувань. Нехтуючи взаємодією $Mn^{3+}-O-Mn^{3+}$, а також вважаючи, що надобмін у ланцюзі $Mn^{4+}-O-Mn^{4+}$ та ПО взаємодія в ланцюзі $Mn^{3+}-O-Mn^{4+}$ мають приблизно однакову величину, у межах наближення середнього поля маємо: $T_C \propto 2x(1-x) - x^2$, яка є максимальною для $x = 1/3$ [173]. Той факт, що феромагнітна металічна фаза, в основі якої лежить подвійний обмін, є найбільш стійкою поблизу $x = 1/3$ [179], узгоджується з цією грубою моделлю.

4.3.4. Перехід метал–діелектрик та КМО

Перехід e_g -електрона від Mn^{3+} до Mn^{4+} шляхом подвійного обміну (див. рис. 30) є основним механізмом електричної провідності у манганітах в області низьких температур. Делокалізація e_g -електрона приводить до зниження кінетичної енергії системи, одно-

¹⁹ У англійській літературі – double exchange.

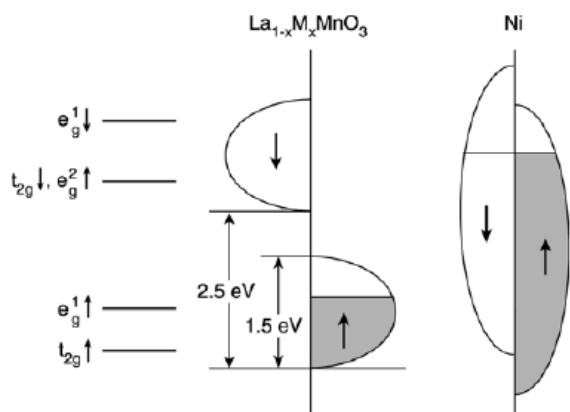


Рис. 31. Схематичний вигляд зонної структури феромагнітних $R_{1-x}M_x\text{MnO}_3$ та нікелю. Енергії та ступінь заповнення зон відповідають $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$. Зліва показано енергетичні рівні ізолюваного іону Mn в октаедричному кристалічному полі

часно сприяючи встановленню феромагнетизму. Електронну структуру такої феромагнітної фази схематично показано на рис. 31. На противагу до традиційних феромагнітних 3d-металів, таких як Ni або Fe, де обидві спінові підзони зони провідності (зі спіном “вгору” і “вниз”) є частково, хоч і по-різному, заповненими, тут вони розділені енергетичною (хундівською) щільною шириною приблизно 1 eV, і верхня спінова підзона є незаповненою. Зона провідності в таких феромагнетиках є повністю спин-поляризованою, і це представляє великий потенційний інтерес для спінової електроніки.

Зі зниженням температури спонтанне впорядкування магнітних моментів Mn сприяє делокалізації e_g -електронів, що приводить до низького опору ФМ фази [173, 188]. Таке впорядкування може бути індуковане або підсилене шляхом прикладання зовнішнього магнітного поля. Максимальний ефект має місце поблизу T_C (рис. 32), оскільки магнітна сприйнятливості суттєво зростає при наближенні T до T_C . Відповідно до цього заміщені манганіти виявляють великий негативний магнітоопір із піком поблизу T_C [179, 189, 190].

4.4. Ефект спин-трансферного моменту обертання

Робота сучасних пристроїв спінтроники ґрунтується на використанні магнітних і електричних методів маніпуляції спіною орієнтацією носіїв заряду. Слід однак зазначити, що якісний стрибок, який може привести до розробки нового покоління пристроїв спін-

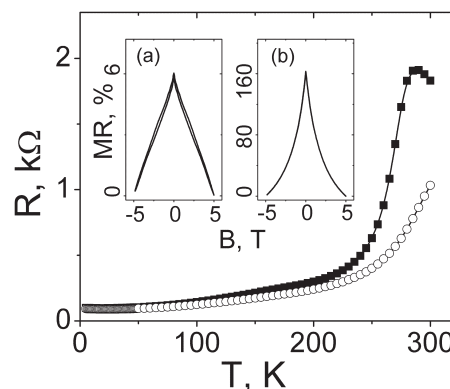


Рис. 32. Температурна залежність електричного опору в нульовому магнітному полі (темні квадратики) та в полі з індукцією 5 Т (світлі кружечки) для епітаксійних плівок $\text{La}_{0,775}\text{Sr}_{0,225}\text{MnO}_3$. На вставках показано залежність магніторезистивного коефіцієнта від поля при 25 К (a) та 275 К (b) (запозичено з роботи [191])

троники, пов'язують з використанням саме другого методу. Перевагами електричного методу є збільшена швидкодія, знижене енергоспоживання, широкий спектр можливостей мікро-(нано)мініатюризації пристроїв спінтроники та інтегрування їх з традиційними напівпровідниковими системами [192, 193]. З цього погляду перспективним є використання ефекту, відомого як *ефект передачі моменту обертання (моменту сили) спин-поляризованими носіями* (ефект спин-трансферного моменту або просто ефект спин-трансферу) [114–116, 192].

Ефект передачі моменту сили спин-поляризованими носіями є формально оберненим до ефекту гігантського магнітоопору, хоча фактично використовує децю іншу властивість спин-поляризованого струму – перенесення ним моменту обертання (у той час як для магнітоопору більшу роль відіграють відносна концентрація носіїв струму з певною спіною орієнтацією у елементах структури і/або різниця в розсіянні електронів з різною орієнтацією спіну у цих самих елементах, залежно від того, як взаємно орієнтовані їх намагніченості). У ефекті ГМО магнітна конфігурація структури визначає її електричний опір, тобто те, наскільки легко носіям заряду пройти через неї. У випадку ефекту спин-трансферу – навпаки: протікання спин-поляризованого струму може за певних умов спричинити зміну магнітної конфігурації системи навіть за відсутності магнітного поля.

Ефект спин-трансферу виникає за умови, коли сумарний спіновий момент носіїв заряду змінюється при їх проходженні через систему. Така умова може

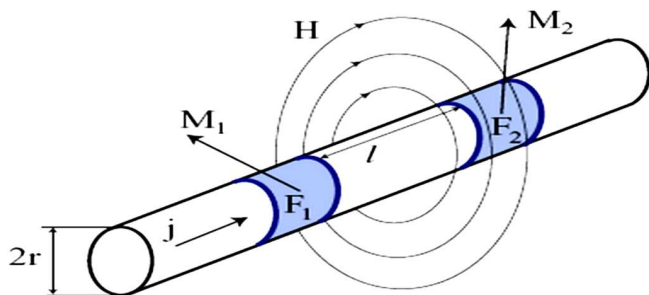


Рис. 33. Схема приладу, що застосовує ефект передачі спіну для керування магнітним перемиканням феромагнітних елементів нанодроту за допомогою електричного струму. Паразитним ефектом є вплив циркулярного магнітного поля H , що утворюється навколо дроту зі струмом і також впливає на намагніченість елементів $F1$ і $F2$ (рис. запозичено з роботи [196])

виконуватись у структурі, в якій спин-поляризований струм, створений шляхом спінового фільтрування при проходженні через один магнітний елемент структури, ще раз піддається фільтруванню іншим елементом, магнітний момент якого неколінеарний першому. Процес повторного фільтрування приводить до зміни сумарного спінового моменту носіїв заряду у струмі, а отже – передачі його другому фільтру, тобто магнітній системі елемента структури, що виконує цю роль. Умова виникнення ефекту спин-трансферу може реалізуватись також, коли спин-поляризований струм протікає через систему з просторово неоднорідною намагніченістю (наприклад, через доменну стінку). У такій системі спіни носіїв заряду прагнуть вишикуватись паралельно до локальної намагніченості, тобто сумарний момент імпульсу рухомих носіїв змінюється зі зміною просторової координати. У кожному з цих випадків зміна моменту імпульсу відбувається за умови дії певного моменту сили на кожен електронний спин. Такий момент сили, безумовно, виникає внаслідок обмінної взаємодії електронного спіну з локальною намагніченістю, тобто саме тієї взаємодії, яка і привела до повороту спіну. З цього можна зробити висновок, що, відповідно до третього закону Ньютона, на намагніченість має діяти протилежний момент сили. Виникнення такого моменту під час проходження струму і є, як вже вказувалося, ефектом спин-трансферу. Спин-трансферний момент сили намагається розвернути намагніченість і у такий спосіб приводить до нових форм магнітної динаміки.

Активні дослідження ефекту спин-трансферу розпочались після публікації у 1996 році прогностичних теоретичних робіт вченими L. Berger [114] та J. Slonczewski [115]. Слід зазначити, що L. Berger роз-

почав роботу у цьому напрямку ще в 70-х рр. ХХ ст. з розгляду питання протікання струму через магнітні доменні стінки [194, 195], проте ці роботи сильно випереджали можливості експерименту і довгий час залишались непоміченими. J. Slonczewski одразу розглядав індуковані струмом ефекти в багатошарових феромагнітних структурах. Оскільки рівень розвитку технологій і вимірального обладнання на кінець 90-х рр. вже дозволяв створення і дослідження відповідних наноб'єктів, то інтенсивні експериментальні дослідження [117–119, 123] розпочалися відразу ж після виходу теоретичних робіт.

Зупинимось більш детально на питанні, чому експериментальні дослідження в області спин-трансферу стали можливими лише в кінці ХХ століття. Річ у тім, що на фоні інших ефектів, індукованих електричним струмом, спин-трансферний момент сили стає помітним лише в системах наномасштабних розмірів. Причиною цього є конкуренція між двома процесами, обидва з яких зумовлені протіканням електричного струму. Перший – це звичайна дія магнітного поля, індукованого електричним струмом, а другий – ефект спин-трансферу. Перший ефект завжди присутній у системах з рухомими носіями заряду і домінує у системах із великими розмірами, однак його відносна дія зменшується зі зменшенням розміру системи, і тому ефект спин-трансферу починає переважати лише у структурах досить малого розміру.

Оцінку величин кожного з ефектів можна провести таким способом. Розглянемо структуру, зображену на рис. 33. Вона виглядає як дротик з нормального металу, в якому зроблено дві феромагнітні вставки $F1$ і $F2$. Струм з густиною j хай йде з ділянки немагнітного металу, що передує $F1$. Вважатимемо, що довжина елемента $F1$ достатня, щоб струм, який проходить через нього, набув спінової поляризації, що відповідає напрямку намагніченості цього елемента, а відстань l між $F1$ і $F2$ достатньо мала, щоб набута спінова поляризація не втрачалася при проходженні струмом цієї ділянки дроту. Електрони, що потрапляють до магнітного елемента $F2$ після проходження ними елемента $F1$ в середньому спин-поляризовані вздовж напрямку намагніченості елемента $F1$. Після проходження через $F2$ їх спин повертається і стає в середньому поляризованим вздовж його намагніченості. Таким чином, спин кожного електрона у струмі в середньому повертається на певний кут. За одну секунду крізь магнітний елемент $F2$ проходить I/e електронів, де e – елементарний заряд електрона. Якщо припустити, що спин кожного з них повертається на максимально можливий кут 180 градусів, то можемо легко по-

рахувати, на скільки змінюється момент обертання рухомих електронів за одиницю часу (одну секунду). Ця величина і є повним моментом всіх сил, що діють на поляризовані по спіну елементом $F1$ рухомі електрони струму з боку власних електронів (рухливих та локалізованих), що є в елементі $F2$, і котрі мають спінову поляризацію, узгоджену з намагніченістю цього елемента. Таким шляхом ми приходимо до оцінки величини спін-трансферного моменту сили: $T_{ST} \sim \hbar I/e$. Виражаючи повний струм через його густину j ($I = \pi r^2 j$) та вводячи об'єм магнітного елемента $F2$, $V = \pi r^2 L$, де L – його довжина вздовж осі дротика, маємо:

$$T_{ST} \sim V \hbar \frac{j}{eL}. \quad (24)$$

Порівняємо отриману величину з моментом сили, індукованим електричним струмом. Він спричинений дією циркулярного магнітного поля \mathbf{H} (див. рис. 33) на магнітний момент елемента $F2$ (без урахування спінів електронів). Магнітний момент \mathbf{M} , який знаходиться в магнітному полі \mathbf{H} , відчуває дію моменту сили $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$. У даному випадку намагніченість може бути оцінена як $M \approx \mu_B/a^3$, де a – стала кристалічної ґратки. Магнітне поле, індуковане струмом, досягає максимального значення поблизу поверхні дроту і приблизно дорівнює $H \approx jr/c$. Тоді індукований електричним струмом момент сили, який діє на магнітний елемент об'єму V , може бути оцінений як

$$T_H \sim V \frac{\mu_B jr}{a^3 c}. \quad (25)$$

Порівнюючи дві формули, приходимо до висновку, що спін-трансферний момент сили буде переважати момент, зумовлений лише фактом перенесення електричного заряду у струмі, за виконання умови

$$r \ll \frac{a^3}{r_0 L}, \quad (26)$$

де $r_0 = mc^2/e^2 \approx 10^{-15}$ м. Цю величину інколи називають класичним радіусом електрона. Якщо візьмемо для оцінки $a \approx 0,3$ нм, а $L \approx 5$ нм, то отримуємо, що спін-трансферний момент сили буде домінуючим за умови $r \ll 1$ мкм. Тепер стає зрозумілим, чому необхідною умовою для експериментального дослідження ефекту спін-трансферу є достатній розвиток нанотехнологій. Навіть на сьогодні виготовлення дротів з діаметром близько 100 нм залишається проблемою для багатьох дослідницьких лабораторій.

Описаний вище спосіб оцінки величини спін-трансферного моменту сили є окремим випадком застосування більш загального формалізму (див., наприклад, [192, 196, 197]). Для кількісного опису ефекту вводять поняття густини спінового струму. Ця величина має напрямок як у спіновому просторі (напрямок переважної орієнтації спінів), так і в реальному просторі (напрямок руху), і тому вона є тензором. У термінах спінового струму ситуація з повним моментом сили, що діє на феромагнітні елементи в спін-трансферному приладі на рис. 33, може бути описана так. Якщо підрахувати повні спінові струми на вході та виході одного з магнітних елементів, то вони не будуть однаковими, і, відповідно, буде існувати певний приплив (чи відплив) спінової поляризації всередину кожної з ділянок феромагнетика. Оскільки спін, завдяки існуванню у кожній з феромагнітних ділянок процесів спін-ґраткової релаксації, не обов'язково зберігається, така ситуація не викликає протиріччя із законами фізики. Але оскільки приплив спіну однозначно пов'язаний з припливом моменту обертання, то це має означати одне з двох: або момент обертання магнітного елемента має збільшуватись (зменшуватись), або мають діяти додаткові моменти сили, що компенсують приплив спінової поляризації. У стаціонарному випадку з постійним струмом повний момент обертання не змінюється в часі, і маємо другу ситуацію. Зі сказаного вище випливає, що повний момент сили, що діє на даний магнітний момент, можна розрахувати, знаючи спінові струми по всій межі. У більш загальному вигляді це означає, що локальний спін-трансферний момент визначається дивергенцією спінового струму.

Розглянемо з цієї точки зору роботу приладу спінтроніки, зображеного на рис. 33. Для розрахунку залежності спінового струму від координати необхідно розв'язати квантово-механічну задачу для електронів, що влітають у дріт зліва і пролітають його наскрізь з кількома розсіяннями на межах між нормальними металами та феромагнетиками (кожна межа є розсіювачем у зв'язку з тим, що зонні структури даних матеріалів не збігаються). У найпростішій моделі припускається, що електронні зони є параболічними, а феромагнетик моделюється розщепленням зон зі спіном електрона вздовж і проти локальної намагніченості. Після розв'язання квантово-механічної задачі розсіяння, стає зрозумілим, що отриманий таким чином струм має стрибки лише на межах поділу між окремими елементами, тобто на поверхнях розділу між нормальними та феромагнітними матеріалами. Далі можна переконатися, що кожен стрибок спі-

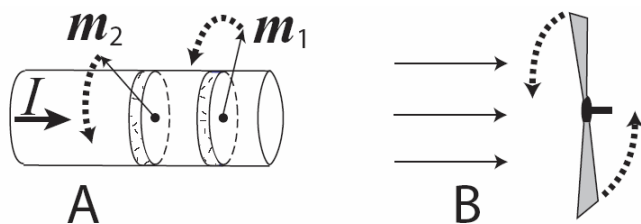


Рис. 34. Ліворуч – магнітна динаміка під впливом спін-трансферних моментів сили у випадку відсутності магнітної анізотропії чи взаємодії між двома феромагнетиками. Праворуч – механічна аналогія. Млин перетворює енергію лінійного руху вітру в обертання вітрил (рисунок запозичено з роботи [196])

нового струму означає наявність моменту сили, сконцентрованого на межі поділу. В середині ж магнітів похідна спінового струму дорівнює нулю, і моменти сил не виникають.

Найбільшу складність при розрахунку моменту сили викликає необхідність знаходження суми внесків у повний момент від усіх рухомих електронів. Шляхи вирішення цього питання обговорювались в роботах [115, 196, 198], де було отримано такі формули для спін-трансферних моментів сили:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_1 &= -g(P, \cos \theta) [\mathbf{n}_1 \times [\mathbf{n}_2 \times \mathbf{n}_1]] j_p, \\ \mathbf{T}_2 &= -g(P, \cos \theta) [\mathbf{n}_2 \times [\mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2]] j_p, \end{aligned} \quad (27)$$

в яких одиничні вектори \mathbf{n}_1 та \mathbf{n}_2 з кутом θ між собою визначають напрямки намагніченості першого та другого магнітних елементів, P означає спінову поляризацію феромагнетиків, $j_p = j/e$ є струмом частинок, а функція g називається фактором ефективності і має розраховуватись, виходячи з певної мікроскопічної моделі матеріалів або визначатись експериментально [115, 196, 198].

Моменти сили \mathbf{T}_1 і \mathbf{T}_2 приводять до виникнення цілком несподіваної магнітної динаміки. Розглянемо спочатку ситуацію повної відсутності анізотропії в обох магнітах та знехтуємо дипольною взаємодією між ними. Легко пересвідчитись, що обидва вектори \mathbf{T} лежать в одній площині (рис. 34) і повертають магнітні моменти в один бік. У результаті встановлюється рух, подібний до руху млина, коли вектори \mathbf{M} рухаються разом, зберігаючи сталим кут між собою. Так само як і млин, спін-трансферний прилад перетворює енергію лінійного руху електронів у метали на енергію обертального руху магнітних моментів.

Необхідно звернути увагу на питання передачі спінового моменту обертання при взаємодії спін-поляризованого струму з кристалічною ґраткою і при

його взаємодії з намагніченістю феромагнітної ділянки зразка, в яку входить спін-поляризований струм. Передача спін-трансферного моменту відбувається в обох випадках. У першому випадку вона відбувається за рахунок спінового розсіяння і врешті-решт спін-ґраткової релаксації, причиною якої, у загальному випадку, є спін-орбітальна взаємодія. Момент передається ґратці і може проявитися у виникненні обертального моменту зразка в цілому, подібно до ефекту Ейнштейна–де Гааза. У другому ж взаємодія спінових систем спін-поляризованого електричного струму і феромагнетика виявляється сильнішою за спін-ґраткову. Вона зумовлена обмінною взаємодією електронів спін-поляризованого струму і рухливих та локалізованих спін-поляризованих електронів феромагнетика, що мають певну намагніченість. Тобто можна говорити про взаємодію спінового моменту, що переноситься струмом і намагніченості феромагнетика, яка (взаємодія) значно сильніша за спін-ґраткову релаксацію обох підсистем. Отже, спочатку формується спільний момент зв'язаних спінових підсистем струму і феромагнетика, кожна окрема підсистема свій момент не зберігає, а тому намагніченість феромагнетика може повертатися, якщо кристалографічна анізотропія відсутня чи мала. І вже потім ця зв'язана спінова система релаксує до кристалічної ґратки. У випадку, якщо спінова система феромагнетика достатньо жорстко прив'язана до певного напрямку у ґратці, зміна повного моменту зв'язаної спінової системи струму і феромагнетика відбувається через передачу моменту ґратці без повертання намагніченості феромагнітної ділянки зразка.

У реалістичних ситуаціях анізотропія магнітної енергії, яка прив'язує напрямок намагніченості до певних напрямів у кристалічній ґратці, чи анізотропія, створена, наприклад, деформацією, не є малою. Навпаки, моменти сил анізотропії можуть перевищувати спін-трансферні моменти, отже, ними не можна знехтувати. Цю обставину можна навіть використати для спрощення режиму функціонування приладу. Якщо зробити розмір одного (першого) з магнітних елементів набагато більшим за розмір іншого, то він майже не буде відчувати дії моменту сили, поляризуючи струм. Напрямок його магнітного моменту буде “прив'язаний” магніто-кристалічною анізотропією до осей кристалічної ґратки цієї ділянки пристрою і момент, що передається від електричного струму цій намагніченості (отримується струмом від неї) буде врешті-решт переданий ґратці. Таким чином, цей феромагнітний елемент стане фіксованим “спіновим поляризатором”. Напрямок намагніченості меншого

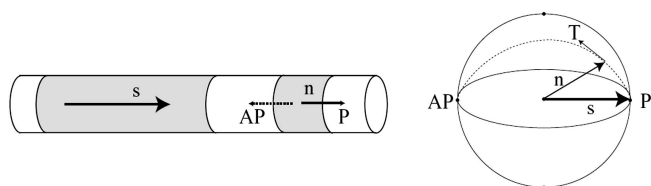


Рис. 35. Ліворуч – спін-трансферна система з сильною анізотропією типу “легка вісь”. Більший магнітний елемент відіграє роль поляризатора. Намагніченість меншого магнітного елемента може перемикається між станами: P (паралельно до поляризатора) та AP (антипаралельно до поляризатора). Праворуч: діаграма руху одиничного вектора \mathbf{n} , що визначає напрямок рухомого магніту. Напрямок поляризатора задається одиничним вектором \mathbf{s} (рис. запозичено з роботи [196])

(другого) магнітного елемента буде залишатись рухомих, тобто момент, що буде передаватися намагніченості цього елемента, буде достатнім, щоб повернути цю намагніченість від одної стабільної орієнтації до іншої. Розглянемо випадок, в якому магніт з “рухомою” намагніченістю має анізотропію типу “легка вісь”, причому напрямок спінової поляризації, створеної поляризатором, збігається з цією віссю (рис. 35).

Намагніченість меншого магнітного елемента має два рівноважних положення – одне вздовж напрямку орієнтації спінів поляризатора, (P), інше – проти нього, (AP). Якщо тепер подивитись на напрямок моменту сили, який діє на намагніченість маленького магніту, то згідно з формулами для моментів, залежно від знаку струму, він або відштовхує вектор \mathbf{n} (напрямок намагніченості меншого магнітного елемента) від вектора \mathbf{s} (напрямок поляризатора) або притягує його. Розглянемо паралельний стан системи (рис. 35). У випадку відштовхування \mathbf{n} від \mathbf{s} виникає конкуренція між тими силами, що стабілізують рівновагу P та силою спін-трансферу, що фактично дестабілізує її. Ця конкуренція приводить до дестабілізації рівноваги P, якщо струм перевищує певне критичне значення. Рівновага AP при цьому залишається стабільною, і тому відбувається перемикавання напрямку намагніченості рухомого магніту на 180 градусів. Важливо те, що стан AP теж можна дестабілізувати за допомогою струму. Для цього досить змінити його напрямок, в результаті чого спіновий момент сили змінить знак на протилежний. Тепер він буде притягувати вектор \mathbf{n} до вектора \mathbf{s} або, що те ж саме, відштовхувати його від вектора $(-\mathbf{s})$. Таким чином, опинимось в цілком симетричній ситуації, і знову буде існувати критичний струм, при перевищенні якого в системі відбудеться перемикавання.

Тепер треба звернути увагу на електричний опір системи у станах P і AP. З цієї точки зору спін-

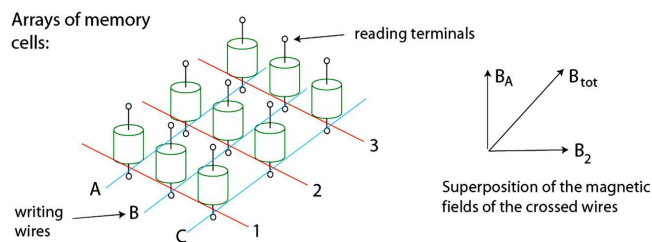


Рис. 36. Набір зі спінових клапанів, кожен з яких може функціонувати як елементарна комірка пам'яті (рис. запозичено з роботи [196])

трансферна система на рис. 35 є звичайним спіновим клапаном (spin valve). Її опір залежить від кута між намагніченостями і має мінімум у стані P та максимум у стані AP. Можливість спін-трансферного перемикавання станів за допомогою електричного струму певної величини утворює з спінового клапана повну комірку пам'яті на один біт (рис. 36). У такій комірці стан системи зберігається після імпульсу записуючого струму без подальшого сталого підтримання струму чи магнітного поля, а зчитування інформації про її стан може бути реалізоване шляхом пропускання слабкого струму і вимірювання електричного опору. Запис інформації проводиться сильним струмом, який перевищує критичну величину. Відповідно, стан P може вважатись одиницею, а стан AP – нулем. Саме завдяки цій можливості використання спінових клапанів як самодостатніх елементів пам'яті і виник значний технічний інтерес у застосуванні явища перенесення спінового моменту струмом (спін-трансферу).

Вище розглянуто виникнення спін-трансферного моменту сили та результати його дії як дві окремі задачі. Чи є такий підхід обґрунтованим? Інакше кажучи, чи треба одночасно враховувати рух намагніченості $\mathbf{M}(t)$ у процесі підрахунку спінових струмів та обчислення моменту сили через їх дивергенцію? Виявляється, що можна обійтись без такого урахування і вважати намагніченості незмінними. Причиною цього спрощення, або можливості застосування “адіабатичного наближення”, є велика різниця у характерному часі руху електронів між магнітними елементами та повороту намагніченості. Останній є дуже повільним у порівнянні з першим. Тому в кожний момент часу розподіл електронів можна вважати майже стаціонарним і дуже близьким до того, що існував би в умовах нерухомих напрямків намагніченості магнітних елементів.

Питанням розрахунку різних прикладів систем, що використовують ефект спін-трансферу, присвячено

нині багато робіт, наприклад [192, 196–200]. Не будемо у цьому огляді занурюватись у їх подробиці, хоча багато з них є цікавими з точки зору фізики явища і важливими для практичних застосувань; обмежимося лише прикладами, що наведені вище, котрі дають загальні ідеї підходу до таких задач. Зазначимо, що за межами наведеного вище розгляду залишилися задачі і приклади розробок, де використовується осцилююча динаміка малих феромагнітних частинок (елементів), котрим передається момент обертання за рахунок електричного струму. З прикладами таких задач і розробок читач може познайомитись, наприклад, у роботах [192, 198, 201–203].

Існує і багато робіт, де продемонстровано цілу низку працездатних приладів спітроніки, що використовують цей ефект, наприклад [193, 204–206]. Зазначимо, що у прикладах приладів, що моделюють чи використовують цей принцип, густини струмів, які треба використовувати для запису інформації, досить великі ($\sim 10^8$ А/см²). Тому необхідно стежити, щоб тепло, яке виділяється при пропусканні цих струмів (навіть зважаючи, що струмові імпульси досить короткі), не викликало значних нагрівів, чи, навіть, руйнування пристрою. Цю задачу вдається успішно вирішувати [192, 203, 206].

Отже, пристрої магнітної спітроніки, побудовані на ідеї спін-трансферу, є перспективними для вирішення її задач. Керування магнітним станом системи за допомогою електричного струму, побудоване на цьому принципі, відкриває перспективи побудови нового типу комп'ютерної пам'яті – магнітної пам'яті з довільним доступом. Очікується, що ця пам'ять буде поєднувати в собі швидкість звичайної електронної оперативної пам'яті, але, на відміну від неї, не потребуватиме постійного електричного живлення. Фактично МПДД працюватиме як флеш-пам'ять або накопичувач інформації на жорсткому диску, тільки значно швидше. Більше того, комп'ютер з оперативною пам'яттю такого типу зможе пам'ятати свій попередній стан, тобто, одразу ж після ввімкнення електричного живлення він буде продовжувати роботу з того місця, де його вимкнули.

5. Релаксація системи мобільних спінів

5.1. Спінова релаксація та спінове дефазування

Робота пристроїв спітроніки ґрунтується на їх здатності кодувати інформацію шляхом генерації нерівноважної спінової поляризації і переносити створе-

ну таким чином спін-кодовану інформацію на певну відстань. Саме той факт, що нерівноважна спінова поляризація може зберігатись відносно довго в металах і напівпровідниках, робить можливим перенесення спін-кодованої інформації на макроскопічні відстані. Проміжок часу, протягом якого нерівноважна спінова поляризація зберігається в певному матеріалі, визначається процесами встановлення рівноваги як між самими спінами, так і між системою спінів і оточуючим середовищем. Зазвичай, такі процеси в електронних системах тривають наносекунди, хоча повний діапазон простягається від пікосекунд до мікросекунд [6, 89].

У загальному випадку розрізняють два класи процесів, що ведуть до встановлення рівноваги у спіновій системі. Перший клас, а саме процес *спінової релаксації*, описує зміну сумарного спінового магнітного моменту вздовж осі квантування. *Поздовжній* компонент прямує до рівноважного значення завдяки спін-фліп розсіюванням окремих електронів. Оскільки цей процес потребує обміну енергією з оточуючим середовищем, зазвичай він протікає досить повільно. Однак також є інший процес, процес *спінового дефазування*, який не потребує такого енергетичного обміну і змінює спіновий момент системи, який перпендикулярний осі квантування, тобто *поперечний момент*. Цей процес впливає на квантово-механічну фазу прецесії індивідуальних спінів і приводить до втрати фазової когерентності.

У спіновому ансамблі спінову релаксацію та спінове дефазування зазвичай визначають, виходячи з рівнянь Блоха–Торрея [207, 208], які описують динаміку намагніченості. Для мобільних електронів рівняння, які використовують для визначення характерних часів, тобто *часу спінової релаксації* T_1 (часто для нього вживають назву “*поздовжній час*” або “*час спін-граткової релаксації*”) та *часу спінового дефазування* T_2 (також його називають “*поперечний час*” або “*час спін-спінової релаксації*”), повинні містити опис спінової прецесії, затухання та дифузії електронної намагніченості \mathbf{M} в магнітному полі $\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1(t)$. Зазвичай вважають, що доданок \mathbf{H}_0 є сталим і направленим вздовж осі Oz (поздовжня компонента), а доданок $\mathbf{H}_1(t)$ є осцилюючою функцією часу і направлений перпендикулярно до осі Oz (поперечна компонента) [208]. Тоді рівняння для компонентів намагніченості мають вигляд

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_x - \frac{M_x}{T_2} + D\nabla^2 M_x,$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_y - \frac{M_y}{T_2} + D\nabla^2 M_y,$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_z - \frac{M_z - M_z^0}{T_1} + D\nabla^2 M_z. \quad (28)$$

Тут $\gamma = g\mu_B/\hbar$ – гіромагнітне відношення (μ_B – магнетон Бора, g – електронний g -фактор), D – коефіцієнт дифузії, а $M_z^0 = \chi H_0$, де χ – статична сприйнятливість системи.

Рівняння Блоха є феноменологічними. Вони були вперше запропоновані Ф. Блохом для опису руху намагніченості у ядерній спіновій системі (рівняння Блоха не містили доданків, що включають коефіцієнт дифузії у правих частинах рівнянь). Ці рівняння досить добре кількісно описують динаміку намагніченості електронів у таких експериментах, як електронний спіновий резонанс і оптична орієнтація. І хоча в багатоспіновій системі процеси релаксації та дефазування є досить складними і навряд чи їх можна описати лише двома параметрами, у більшості випадків T_1 і T_2 є досить зручними та коректними параметрами для опису таких процесів.

5.2. Механізми спінової релаксації у немагнітних системах

Головна ідея будь-якого механізму спінової релаксації полягає у тому, що встановлення рівноваги у спіновій системі відбувається не за рахунок спонтанних переходів між спіновими станами, а за рахунок переходів вимушених, які індукуються у спіновій системі коливаннями кристалічної ґратки і/або кінетичним рухом електронів. У *немагнітних* електронних системах, наприклад у напівпровідниках, розрізняють чотири механізми, які найчастіше відповідають за процес встановлення спінової рівноваги рухливих носіїв струму. Такими є механізми Елліотта–Яфета, Д’яконова–Переля, Біра–Аронова–Пікуса і механізм надтонкої взаємодії [6, 89]. У основі перших трьох лежить спін-орбітальна, а в основі останнього – надтонка взаємодія.

Спін-орбітальна взаємодія – це релятивістський ефект, який описує взаємодію між спіном електрона і його кінетичним рухом у певному електричному полі. Наприклад, внутрішньоатомна спін-орбітальна взаємодія описує зв’язок електронного спіну з орбітальним рухом електрона навколо атомного ядра у його центрально-симетричному полі. У загальному випадку спін-орбітальна взаємодія виникає, коли частинка з ненульовим спіном рухається в електричному полі.

Якщо, використовуючи перетворення Лоренца, перейти до системи координат, де частинка перебуває у спокої, статичне електричне поле трансформується в поле зі скінченною магнітною компонентою. Саме дію цього поля і відчуватиме спіновий магнітний момент електрона. Електричне поле може бути полем різного походження: як полем атомного ядра, так і полем, спричиненим дією зовнішніх іонів на даний атом.

Механізм Елліотта–Яфета пов’язаний з тим, що в реальних кристалах із-за наявності спін-орбітальної взаємодії електронні блохівські стани уже не є власними станами спінових операторів. У результаті електронні хвильові функції, які за відсутності спін-орбітальної взаємодії мали б відповідати певному напрямку спіну, містять невелику компоненту, що відповідає протилежному напрямку спіну [209]. Тому кожен акт електронного розсіювання робить свій внесок у збільшення імовірності спін-фліп розсіювання. Так як головними джерелами електронного розсіювання є домішки в області низьких температур і фонони в області високих температур, то спін-фліп час головним чином визначається розсіюванням на них. Яфет показав, що температурна залежність T_1^{-1} у такому випадку є пропорційною температурній залежності електричного опору: $T_1^{-1} \propto T$ в області високих температур (вище температури Дебая) і $T_1^{-1} \propto T^5$ в області низьких температур (в особливо чистих матеріалах). Наявність нейтральних домішок приводить до збільшення температурно-незалежного внеску в час спінової релаксації [210].

Механізм Д’яконова–Переля характерний для кристалів, у яких відсутній центр симетрії. Результатом відсутності центральної симетрії є поява ненульового електричного поля вздовж певних осей кристала. Це, в свою чергу (внаслідок наявності спін-орбітальної взаємодії), приводить до зняття виродження спінових підзон і означає, що для одного й того ж стану в імпульсному просторі енергія електронів, з різними напрямками спіну відрізняється одна від одної навіть у відсутності магнітного поля, якщо вони мають не нульову швидкість руху. Це еквівалентно тому, що електрон “відчуває” ефективне магнітне поле, яке є залежним від хвильового вектора [211]. Спін електрона прецесує в цьому полі і прецесія буде продовжуватися до того часу, поки електрон не розсіється домішкою або фононом. Після акту розсіювання прецесія починається знову, але вже навколо іншої осі. На відміну від попереднього механізму, акти електронного розсіювання сповільнюють спінову релаксацію, оскільки спін не встигає слідувати за внутрішнім магнітним полем, якщо воно змінюється досить швидко. У ре-

зультаті, час спінової релаксації обернено пропорційний часу між актами розсіювання.

До матеріалів, у яких відсутній центр симетрії, належать напівпровідники III–V груп (такі як GaAs) і II–VI груп (наприклад, ZnSe). Причиною порушення інверсійної симетрії є наявність двох різних атомів у ґратці Браве. Одноелементні напівпровідники, такі як Si, є центрально симетричними, тому механізм Д'яконова–Переля для об'ємних зразків цих матеріалів нехарактерний. Проте в гетероструктурах симетрія порушується внаслідок наявності асиметричних потенціалів локалізації [6].

Найбільш важливою різницею між механізмами Елліотта–Яфета і Д'яконова–Переля є протилежний характер залежності часу спінової релаксації від частоти електронних зіткнень. У той час як зі збільшенням частоти актів розсіювання електронів механізм Елліотта–Яфета стає більш ефективним, ефективність механізму Д'яконова–Переля знижується. Причиною цього є таке. Якщо реалізується перший механізм, то частота прецесії зберігається між зіткненнями, і втрата фази наявна лише протягом зіткнення. Тому, чим більше зіткнень, тим швидше втрачається фазова когерентність, аналогічно до процесу збільшення ширини спектральної лінії, спричиненого зіткненнями. З іншого боку, якщо реалізується другий механізм, то втрата когерентності відбувається між електронними зіткненнями, оскільки частота прецесії електрона змінюється випадково залежно від його імпульсу. Розсіювання на домішках або фонах, що не змінюють спіну, не приводять до хаотизації протягом зіткнення як такого. Якщо ж два описані механізми співіснують в нецентрально-симетричних системах, то їхня ефективність залежить від багатьох факторів. Зазвичай, переважаючою тенденцією є те, що ефективність механізму Д'яконова–Переля зростає зі збільшенням ширини забороненої зони і підвищенням температури [6].

Механізм Біра–Аронова–Пікуса спричинений електрон-дірковою обмінною взаємодією і, таким чином, відіграє важливу роль у напівпровідниках (головним чином *p*-типу), для яких характерним є сильне перекриття електронної і діркової хвильових функцій [212]. Обмінна взаємодія між електронами та дірками приводить до того, що електронний spin прецесує навколо певного ефективного магнітного поля, яке визначається спіном дірки. Однак у багатьох випадках швидкість зміни спіну дірки значно перевищує частоту прецесії. У результаті ефективне поле змінюється випадково протягом всього часу, поки триває прецесія. Тому електронна спінова

релаксація сповільнюється, а величина T_1^{-1} стає пропорційною часу спінової релаксації дірки.

Джерелом механізму надтонкої взаємодії є взаємодія між магнітними моментами електронів і ядер. У немагнітних матеріалах надтонка взаємодія є недостатньою, щоб спричинювати ефективну спінову релаксацію вільних (делокалізованих) електронів у металах та напівпровідниках. Проте вона може давати відчутний внесок у релаксацію локалізованих електронів, зокрема, в легованих напівпровідниках, де домішкові стани є частково локалізованими, а також у напівпровідникових гетероструктурах (квантові точки, квантові ями). Якщо електронний магнітний момент взаємодіє з N ядрами, то ступінь впливу статистичних флуктуацій змінюється згідно із законом $(\sqrt{N})^{-1}$ [213, 214]. Таким чином, чим більш делокалізованою є електронна хвильова функція, тим менший вплив ядер. Так, у GaAs всі ядра кристалічної ґратки мають спіни відмінні від нуля (по 3/2 для поширених ізотопів). У кремнії навпаки, ядро найбільш поширеного ізотопу ^{28}Si має spin 0, тому надтонка взаємодія визначається або ізотопом ^{29}Si (природний вміст якого становить 4,67%), або наприклад, донором ^{31}P , обидва з яких мають ядерний spin 1/2. У результаті електрон, який локалізований на мілкому донорі в Si, відчуває дію лише поблизу 100 магнітних ядер і вплив надтонкої взаємодії значно відрізняється від такого в GaAs.

5.3. Спінова релаксація в металах і напівпровідниках

Типові величини часу спінової релаксації електронів у металах змінюються від 0,1 до 1 наносекунди, хоча весь діапазон значень, які спостерігалися в експерименті, простягається від пікосекунд до мікросекунд [6]. Експериментально зареєстроване найбільше значення T_1 у надчистому натрії – близько мікросекунди в області температур нижчих за 10 K [215].

Домінуючим механізмом спінової релаксації у металах є механізм Елліотта – Яфета. Як було сказано вище, зумовлена таким механізмом спінова релаксація виявляє сильну залежність від температури. На рис. 37 дано уявлення про величини часів релаксації в металах і проілюстровано характер температурної залежності T_1 на прикладі алюмінію [6].

Хоча виділення певних механізмів спінової релаксації в напівпровідниках є задачею непростотою, вважаємо за потрібне відзначити певні встановлені закономірності. Механізм Елліотта–Яфета відіграє головну роль у вузькозонних напівпровідниках, а та-

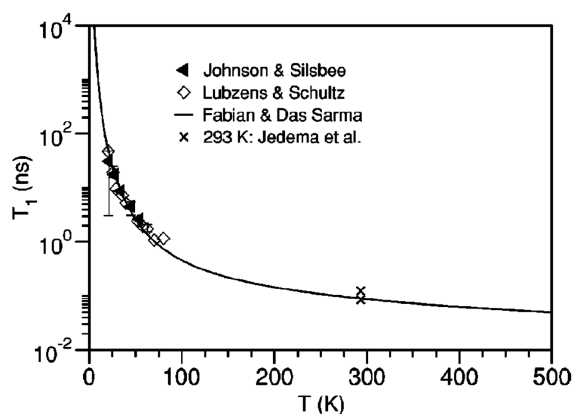


Рис. 37. Залежність часу спінової релаксації в алюмінії від температури [6]. Суцільною лінією показано результат теоретичного розрахунку [216]

кож у напівпровідниках, які характеризуються сильним спин-орбітальним зв'язком. Механізм Д'яконова-Переля є відповідальним за спінову релаксацію в середньозонних матеріалах і в області високих температур. У сильно легованих напівпровідниках p -типу в області низьких температур домінує механізм Біра-Аронова-Пікуса, а в області високих – механізм Д'яконова-Переля. У слабо легованих системах механізм Д'яконова-Переля є відповідальним за встановлення рівноваги у всьому температурному діапазоні, де електронні стани є делокалізованими. Домінуючим у випадку локалізованих електронних станів часто є механізм надтонкої взаємодії. Нарешті, спінова релаксація дірок головним чином відбувається через процеси Елліотта-Яфета. У об'ємних напівпровідниках III-V та II-VI груп характерні часи спінової релаксації близькі для електронів та дірок. Однак у двовимірних системах релаксація дірок виявляється менш ефективною.

Щоб отримати уявлення про величини часів спінової релаксації в напівпровідниках, розглянемо експериментальні дані, отримані при дослідженнях об'ємних зразків GaAs, легованих донорними домішками.

На рис. 38 показано залежність часу релаксації від концентрації донорної домішки n_D . У області малих рівнів легування час релаксації зростає зі зростанням n_D , досягає максимуму (180 нс) близько $n_D \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і виявляє спад з подальшим збільшенням n_D . Стрімке зростання в досить вузькому концентраційному інтервалі близько $n_D \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ приводить до появи другого піка (150 нс) і подальшого спаду часу релаксації зі зростанням концентрації донорної домішки.

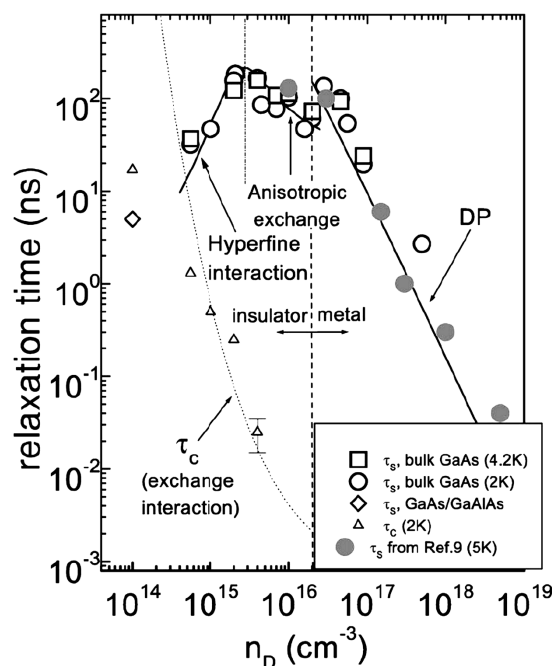


Рис. 38. Залежність часу релаксації від концентрації донорної домішки в GaAs в області низьких температур [6]

Така поведінка характерна для області температур, нижчих за 5 К, де в області малих n_D хвильові функції донорних домішок не перекриваються, і матеріал є моттівським діелектриком. Провідність у цьому випадку реалізується шляхом стрибків носіїв заряду між донорними станами. Вище критичної концентрації домішок $n_{Dc} \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (показано штриховою лінією на рисунку) донорні стани починають перекриватись і формувати домішкову зону провідності. Як видно з рисунка, аномальна поведінка часу релаксації спостерігається саме поблизу концентраційного переходу діелектрик-метал.

Вище було зазначено, що одним із завдань при розробці пристроїв спінтроники є пошук методів збільшення часу релаксації. Як видно із рис. 38, одним із напрямків є відповідний підбір концентрації домішок. Про ефективність такого шляху свідчить той факт, що для випадку напівпровідникових квантових ям час спінової релаксації можна збільшити на три порядки шляхом відповідного легування [89]. Розробляються також інструменти керування спіною релаксацією в металах. Так, існують повідомлення [216], що сплавлення полівалентних металів з одновалентними може збільшити час релаксації на порядок або два.

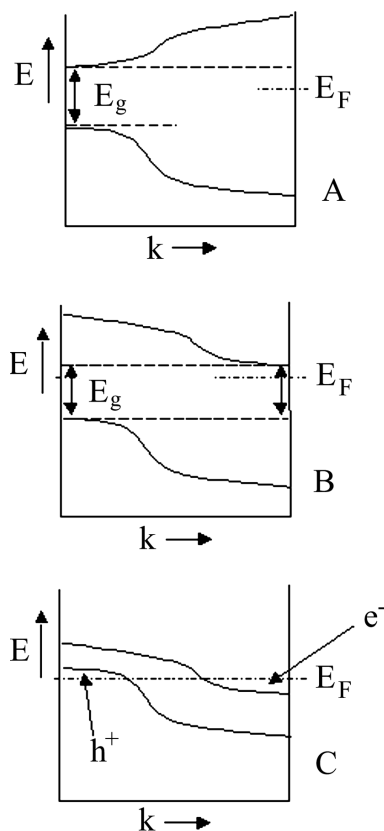


Рис. 39. Схематична ілюстрація залежності енергії від хвильового вектора для прямозонного напівпровідника (А), непрямозонного напівпровідника (В) та напівметалу (С)

6. Матеріали магнітної спінтроніки

Оскільки в матеріалах, які використовуються як компоненти спінтроніки, поряд з магнітними характеристиками важливу роль відіграють також електричні властивості, вважаємо за потрібне нагадати класифікацію матеріалів за величиною і характером питомого електричного опору ρ .

На протилежних полюсах шкали питомого електричного опору знаходяться *метали* ($\rho \leq 10^{-6}$ Ом·см) та *діелектрики* ($\rho \geq 10^{11}$ Ом·см).

Напівпровідники – це широкий клас матеріалів, у яких концентрація рухомих носіїв заряду значно нижча за концентрацію атомів і може змінюватися в широких межах під дією температури, освітлення чи відносно невеликої кількості домішок.

Такі властивості якісно відрізняють напівпровідники від металів. Однак відмінність від діелектриків носить умовний характер. Так, у діелектриків ширина забороненої зони E_g настільки велика, що теплової

енергії недостатньо для того, щоб перевести носії заряду із валентної зони в зону провідності. Тому такий матеріал не може проводити електричний струм через відсутність носіїв заряду в зоні провідності. У напівпровідниках, таких як кремній чи арсенід галію, ширина забороненої зони дорівнює, відповідно, 1,1 та 1,4 еВ. Це також значно більше, ніж теплова енергія при кімнатній температурі, $k_B T \approx 26$ меВ. Отже, “власних”, тобто рівноважно присутніх у зоні провідності і, відповідно у валентній зоні, носіїв струму там практично немає. Проте шляхом легування можна ввести донорні або акцепторні стани у заборонену зону такі, що глибина залягання їх рівнів буде порівнянною з $k_B T$. Як наслідок, носії струму перейдуть з цих станів у відповідну зону (електрони з донорів у зону провідності або дірки з акцепторів у валентну зону). Таким чином можна досягти того, що кількість носіїв у відповідній зоні, через яку здійснюється провідність, буде достатньою для проходження помітного електричного струму. При високій концентрації домішок хвильові функції носіїв струму на них починають перекриватися. Отже, може виникнути провідність по домішковій зоні.

Напівметали²⁰ – це матеріали, характерною ознакою яких є незначне перекриття валентної зони і зони провідності (рис. 39). До напівметалів відносять Ві, Sb, As, деякі бінарні сплави (BiSb, HgTe та ін.), а також графіт.

На відміну від звичайних металів напівметали мають носії заряду обох типів: електрони і дірки, проте концентрація їх менша, ніж у металах. Зазвичай, концентрація носіїв заряду займає проміжне значення між такою для металів та напівпровідників. Як результат, напівметали характеризуються значно меншою електричною провідністю та теплопровідністю, ніж метали. Вони також виявляють високу діамagnetну сприйнятливості та високі значення діелектричної проникності.

Для магнітних провідних систем, як вже вказувалося, характерними є дві ознаки. Перша, типова для будь-яких провідних систем – рівень Фермі має знаходитись у частково заповненій зоні. І друга, спінові підзони зони, відповідальної за провідність, є розщепленими так, що можна розглядати дві спінові підзони з різною рівноважною кількістю електронів – мажоритарну (де їх більше) і міноритарну (де їх менше).

Для класифікації матеріалів за характером електричної провідності будемо використовувати далі

²⁰ У англійській літературі – semimetals.

такі позначення: M – метал; G – напівметал; S – напівпровідник.

Також будемо використовувати індекс α , якщо рівень Фермі перетинає мажоритарну підзону, і β – якщо міноритарну.

6.1. Вимоги до компонентів магнітних гетероструктур

Феромагнітні компоненти структур повинні задовольняти такі вимоги [130]:

- температура Кюрі не нижча, ніж 500 К;
- висока рухливість носіїв заряду;
- можливість застосування групової технології мікроелектроніки для виготовлення;
- стійкість технології отримання феромагнітних матеріалів з невеликим розкидом характеристик;
- стабільність характеристик у часі;
- можливість створення епітаксійних структур;
- технологічна і фізико-хімічна сумісність з напівпровідниками, які використовуються для виготовлення інтегральних схем.

Додатково ще можуть висуватися певні екологічні і вартісні вимоги.

6.2. Магнітовпорядковані матеріали

6.2.1. Феромагнітні метали та сплави

Традиційні феромагнетики, в основі яких є залізо, кобальт, нікель або їхні сплави, були базою для елементів та структур магнітної спінтроніки першого покоління. Їх застосовували у двополюсних магніторезисторах, що знайшли своє застосування як чутливі сенсори поля, які використовують у магнітному записі, і як бістабільні комірки в елементах магнітної пам'яті з довільним доступом. У більшості випадків такі матеріали є гарними провідниками електричного струму, мають високу температуру Кюрі, проте спінова поляризація їх значно нижча, ніж 100%. Так, спінова поляризація $3d$ -феромагнетиків завжди додатна і має величину приблизно 40%, хоча у таких феромагнетиках, як кобальт і нікель, мажоритарна $3d$ -підзона є практично повністю заповненою, і рівень Фермі перетинає в основному міноритарну $3d$ -підзону [217]. Зазвичай, неповна спінова поляризація пов'язана з мобільними $4s$ -електронами, спінові підзони яких виявляються розщепленими і поляризованими завдяки обмінній взаємодії та гібридизації з $3d$ -станами, і їх поляризація є лише частковою.

Перехідні метали Fe, Co й Ni будемо позначати $M_{\alpha\beta}$, оскільки на рівні Фермі присутні електрони з обома орієнтаціями спіну.

6.2.2. Половинні метали

Половинними металами²¹ називають матеріали, у яких рівень Фермі перетинає лише одну зі спін-розщеплених підзон (рис. 40). Як згадували вище, у фізиці твердого тіла є термін “напівметал”. Треба не плутати “половинний метал” з “напівметалом”.

Найкращим способом ідентифікації половинних металів є розрахунок електронної структури [92]. Саме в такий спосіб де Грутом та ін. було показано, що у сплаві Гейслера NiMnSb рівень Фермі перетинає лише одну із підзон (мажоритарну) [129]. Слід зазначити, що ще раніше діаграми електронних структур Гуденафа показали, що в деяких матеріалах (наприклад, в CrO₂) рівень Фермі може перетинати лише одну зі спінових підзон [218], однак термін “половинний метал” був уперше застосований і набув широкого вжитку лише після публікації роботи де Грута та ін. [129].

Відома лише незначна кількість феромагнетиків, які відносяться до половинних металів. Половинні метали з рівнем Фермі в \uparrow зоні включають CrO₂ [219], (Co_{1-x}Fe_x)S₂ [220], впорядкований сплав Гейслера NiMnSb [129], а також оптимально леговані перовскітові манганіти La_{0,7}A_{0,3}MnO₃, де A = Sr, Ca, ... [177]. Половинні метали з E_F в \downarrow зоні включають подвійний перовскіт Sr₂FeMoO₆ [221] і сплав Гейслера NiMnV₂ [222]. Ці половинні метали ми відносимо до категорій M_α і M_β відповідно. Експериментальні ознаки половинної металевості найбільш виразні для CrO₂, для якого виміри андріївського розсіювання, надпровідного тунелювання, фотоемісії, і точково-контактного магнітоопору дають значення P_F в інтервалі 85–100% [92].

Перешкодою для використання будь-яких із цих половинних металів у практичних пристроях є їх відносно низька температура Кюрі. Спінова поляризація зменшується зі зростанням температури. Тому, щоб досягти типового інтервалу робочої температури від -50 °C до 120 °C, необхідно мати матеріали зі значеннями T_C , що перевищують 500 К. Єдиний матеріал, котрий може розглядатися як половинний метал, що нині задовольняє такі умови – це магнетит Fe₃O₄, для якого T_C дорівнює 840 К. Магнетит є ферімагнетиком. У розширеному вигляді його хімічну форму-

²¹ У англійській літературі – half metals.

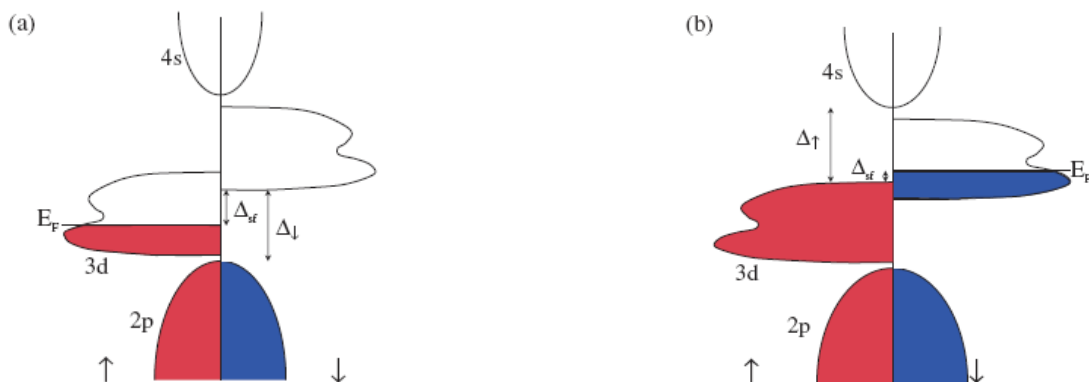


Рис. 40. Схематичне зображення густини електронних станів для половинного металу з (а) тільки ↑ електронами на рівні Фермі E_F й (b) ↓ електронами на E_F . Символи Δ_{sf} й $\Delta_{\uparrow,\downarrow}$ відповідають енергії спин-фліп збудження і спин-забороненій зоні відповідно (запозичено з роботи [92])

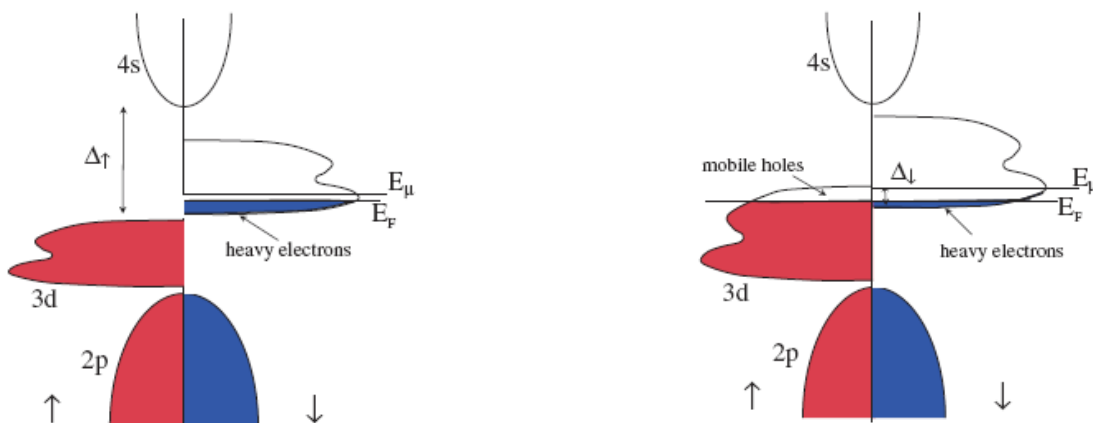


Рис. 41. Схематичне зображення густини станів для половинних металів $M_{\beta'}$ категорії, у яких рівень Фермі перетинає міноритарну зону з локалізованими станами. E_{μ} – межа рухливості (запозичено з роботи [92])

Рис. 42. Схематичне зображення густини станів для половинних металів $M_{\alpha\beta'}$ категорії, у яких рівень Фермі перетинає мажоритарну зону з делокалізованими станами і міноритарну зону з локалізованими станами (запозичено з роботи [92])

лу можна записати як $[\text{Fe}^{3+}]\{\text{Fe}^{3+}, \text{Fe}^{2+}\}\text{O}_4$, де $[\]$ й $\{ \}$ означають, відповідно, тетраедричну А- і октаедричну В-позиції структури шпінелі. Магнітні моменти іонів заліза в А- і В-позиціях антипаралельні. Результуючий магнітний момент дорівнює $4\mu_B$ на формульну одиницю, оскільки Fe^{3+} ($3d^5$) і Fe^{2+} ($3d^6$) мають магнітні моменти $5\mu_B$ й $4\mu_B$ відповідно. Перенесення електричного заряду наявне в міноритарній спіновій зоні іонів, що знаходяться в В-позиціях. На кожні дві В-позиції у досить вузькій t_{2g} зоні припадає по одному електрону. Провідність зумовлена термічно активованими перескоками цих електронів з однієї В-позиції на іншу, що дає значення питомого електричного опору близько 100 мкОм·м при кімнатній температурі.

Магнетит віднесемо до категорії $M_{\beta'}$, де штрих означає, що заряд переноситься через локалізовані електронні стани (рис. 41).

Ще однією підкатегорією половинних металів є матеріали, в яких рівень Фермі проходить через обидві підзони – як мажоритарну, так і міноритарну, проте, електрони однієї з них є делокалізованими, а іншої – локалізованими (рис. 42) (або точніше електрони однієї зі спінових підзон мають помірну для делокалізованих електронів ефективну масу, а для другої – дуже велику). Такі матеріали будуть відноситись до категорій $M_{\alpha\beta'}$ або $M_{\alpha'\beta}$. У цьому випадку різні методики вимірювання будуть давати різні значення спінової поляризації. Однак, що стосується електричної провідності, то струм переважно буде переноси-

тись лише електронами однієї спінової поляризації. Вважається, що до категорії $M_{\alpha\beta'}$ відносяться деякі склади заміщених перовскітових манганітів [223].

6.2.3. Магнітні напівметали

Характерною рисою зонних d -металів є сильне розсіювання електронів провідності, результатом чого є досить малі значення довжини вільного пробігу (≈ 1 нм) і електронної рухливості ($\approx 10^{-3}$ м²В⁻¹с⁻¹). Ці величини значно більші у напівметалах і напівпровідниках. У половинних металах, розглянутих у попередньому розділі, спин-фліп довжина (середня відстань, яку проходить електрон перед зміною його спінового стану) становить $\lambda_{sf} \approx 10 - 50$ нм, тоді як у напівпровідниках і напівметалах λ_{sf} може перевищувати мікрони.

Зонна структура напівметалу схематично показана на рис. 43,а. Її характерною рисою є невелике перекриття між валентною зоною й зоною провідності, а значить, і невелика кількість дірок та така ж кількість електронів. У половинних металах категорій M_{α} та M_{β} спин-залежне розщеплення валентної зони і зони провідності відбувається так, що тільки \uparrow або \downarrow електрони (дірки) залишаються на рівні Фермі. У напівметалах цього можна досягти лише за умови, якщо спин-залежне розщеплення для електронних та діркових зон буде протилежним. Проте, на сьогодні невідомо жодного феромагнетика такого типу. Але є один добре задокументований приклад феромагнітного напівметалу, у якого обмінне розщеплення має такий характер, що утворює \downarrow електрони й \uparrow дірки на рівні Фермі з різними ефективними масами (рис. 43,б). Це – $Tl_2Mn_2O_7$ [224]. У цьому матеріалі кількість електронів і дірок сягає $10^{-2} - 10^{-4}$ на формульну одиницю. Проте електрони в $6s$ -зоні телуру є рухливими, а дірки – локалізованими у верхній частині t_{2g} зони марганцю і мають значно більшу ефективну масу [92, 224]. Це єдиний відомий нам феромагнітний напівметал. Згідно з наведеними вище правилами класифікації $Tl_2Mn_2O_7$ є половинним напівметалом категорії $G_{\alpha'\beta}$. Інші феромагнітні напівметали, можливо, можуть бути отримані шляхом легування відомих немагнітних напівметалів магнітними домішками, але наразі такі публікації відсутні.

6.2.4. Магнітні напівпровідники

Магнітні напівпровідники – це напівпровідникові матеріали, які з пониженням температури проявляють магнітне впорядкування. У магнітних напів-

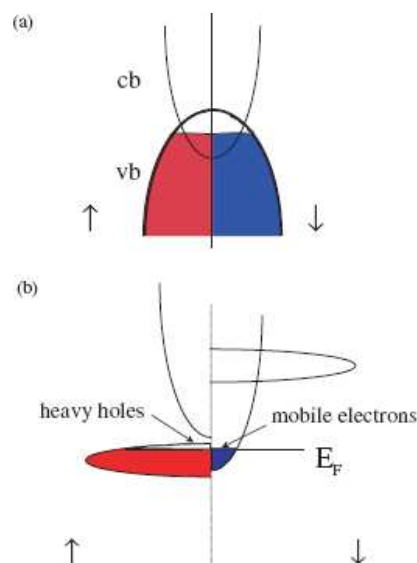


Рис. 43. Схематичне зображення густини станів для напівметалів (а) і половинних напівметалів категорії $G_{\alpha'\beta}$ (б) (запозичено з роботи [92])

провідниках можливі практично всі види магнітного впорядкування. Наприклад, у EuO та EuS воно феромагнітне, у $EuFe$ – антиферомагнітне, а в $HgCr_2S_4$ – гелікоїдальне. Найбільш перспективними для використання у приладах спінтроніки є *феромагнітні напівпровідники*.

Почнемо розгляд із найпростіших і найкраще досліджених матеріалів. Першим прикладом є EuO . Це – феромагнітний напівпровідник. У цій сполуці $4f^7$ рівень Європію знаходиться в щілині між валентною зоною, сформованою $2p$ -електронами кисню, і зоною провідності, утвореною $5d/6s$ -електронами Європію. Внутрішньоіонний обмін між $4f$ - та $5d$ -електронами приводить до спин-залежного розщеплення незаповненої зони провідності. Величина розщеплення становить близько 0,4 еВ. Введення в систему домішок донорного типу, наприклад, шляхом заміщення частини іонів Європію тривалентними рідкісноземельними елементами (гадолінієм, лантаном та ін.) приводить до появи носіїв заряду в спин-поляризованій зоні провідності (рис. 44,а). Таке легування може привести до суттєвого зростання температури Кюрі, яка в нелегуюваній сполуці дорівнює 69 К.

Електричні та магнітні властивості таких сполук подібні до властивостей КМО-манганітів: нижче T_C носії заряду делокалізовані, а вище – утворюють магнітні полярони. Як результат, поблизу T_C спостерігається перехід метал-діелектрик і система виявляє великий магнітоопір.

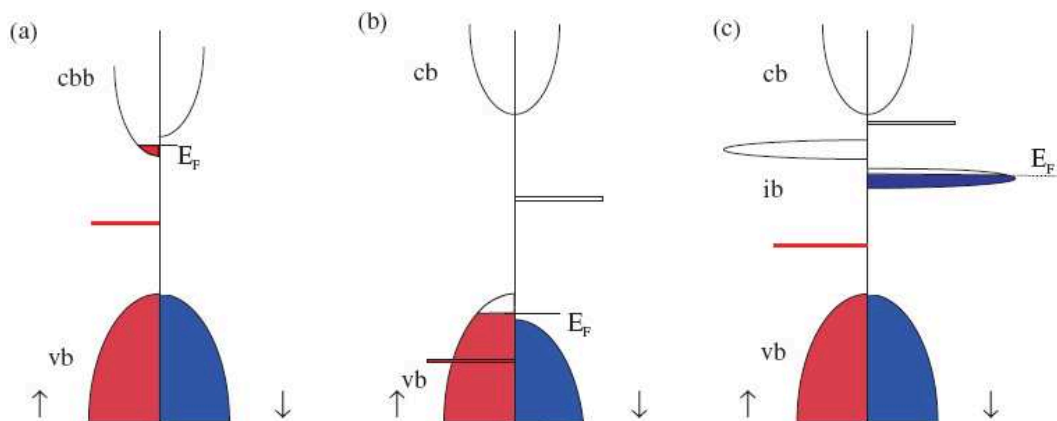


Рис. 44. Схематичне зображення густини станів для випадків повністю спин-поляризованих: зони провідності (категорія S_{ac}) (a), валентної зони (категорія S_{av}) (b) і домішкової зони (категорія $S_{\beta i}$) (c). У випадках (a) та (b) джерелом спінового розщеплення є магнітні іони або домішки. У випадку (c) розщеплення може бути спонтанним або спричиненим магнітними іонами. Червона горизонтальна лінія позначає енергетичний рівень \uparrow іонного остова (запозичено з роботи [92])

Поведінка іншої сполуки, EuS, подібна до описаної вище, але температура Кюрі в неї значно нижча (16,5 K). Відмінною рисою інших магнітних напівпровідників, таких як халькошпінелі $CdCr_2S_4$ та $CdCr_2Se_4$, є менше розщеплення зони провідності, сформованої 4s-електронами хрому.

Матеріали, розглянуті вище, є природними феромагнітними напівпровідниками. Їх широко досліджували в 60–70-х роках минулого століття. На жаль, кристалічна структура цих матеріалів суттєво відрізняється від структури напівпровідників, які широко використовуються у промисловості (кремній, арсенід галію). Крім того, вирощування кристалів цих сполук також не є простим процесом. Тому спроби інтегрувати такі матеріали в елементи мікро- та наноелектроніки наштовхуються на низку труднощів.

У останні роки активно розробляється інший підхід до створення феромагнітних напівпровідників. Він полягає у легуванні немагнітних напівпровідників магнітними домішками. Такі штучно створені матеріали називаються магніторозчиненими напівпровідниками (МРН) (застосовуються також назви: “розчинені магнітні” або “напівмагнітні” напівпровідники), і за певних умов вони можуть проявляти феромагнітне впорядкування.

Під **магніторозчиненими напівпровідниками** розуміють тверді розчини перехідних матеріалів з недобудованою d - або f -оболонкою в напівпровідникових сполуках. Про них уже, певною мірою, йшла мова у розділі “Основні ідеї напівпровідникової спінтроніки” цього огляду. Вміст магнітних іонів перехідних металів в МРН становить від декількох

відсотків до декількох десятків відсотків, хоча, саме специфічні властивості МРН найяскравіше проявляються при вмісті у одиницях відсотків. Визначальною у цих сполуках є носій-іонна обмінна взаємодія, тобто взаємодія між локалізованими спінами магнітних іонів і спінами носіїв струму (електронів і/або дірок). Додатково на цю картину накладається вплив іон-іонної обмінної взаємодії між магнітними іонами. Носій-іонна обмінна взаємодія приводить до гігантського спінового розщеплення електронних та діркових зон, пропорційного відповідним константам обміну, концентрації магнітних іонів (за винятком частини іонів, зв’язаних у антиферомагнітні кластери) і намагніченості підсистеми магнітних іонів (ефект гігантського спінового розщеплення електронних зон у широкозонних МРН вперше спостерігали в роботі [34]). Типові значення параметрів носій-іонної взаємодії $3d$ -іонів з електронами провідності у напівпровідниках $A^{II}B^{VI}$ становлять $\approx 0,2$ eV (феротипу), а з дірками у цих же сполуках ≈ 1 eV (антиферотипу).

При низьких концентраціях носіїв струму і за умови, що вміст магнітних іонів нижчий від порога перколяції, МРН є парамагнетиками. При зменшенні середньої відстані між магнітними іонами із зростанням їх концентрації вище перколяційної вони переходять до спін-стекольного або антиферомагнітного стану. Але найцікавіше відбувається при збільшенні концентрації вільних носіїв. Ефективне обмінне поле носій-іонної обмінної взаємодії діє не лише від спин-поляризованих магнітних іонів на носії, але й від спин-поляризованих носіїв на магнітні іони. Самоузгодження цих полів веде до феромагнітного впорядкуван-

ня кожної з підсистем (такий розгляд для МРН був вперше наведений у [39]). Цю ж задачу можна розглянути й інакше, переписавши носій-іонну обмінну взаємодію до вигляду ефективної непрямої обмінної РККІ взаємодії між магнітними іонами. Отже, так чи інакше, феромагнетизм у таких матеріалах виникає при взаємодії ансамблю локальних магнітних моментів перехідних іонів з вільними носіями зарядів або у іншій, повністю еквівалентній термінології, – при взаємодії магнітних іонів між собою через вільні носії заряду. Пряма іон-іонна взаємодія між сусідніми магнітними іонами у більшості з відомих МРН є антиферомагнітною. Таким чином, температура Кюрі для напівпровідника з певною концентрацією магнітної домішки визначається конкуруючими взаємодіями: прямою антиферомагнітною і побічною феромагнітною через вільні носії заряду.

У МРН на основі напівпровідників $A^{IV}B^{VI}$ з ізовалентним заміщенням катіонів іонами $3d$ групи температури магнітного впорядкування за рахунок описаного механізму виявилися занадто низькими (одниці К). Однією із категорій МРН, для яких вдалося досягти значно більших температур магнітного впорядкування, є сполуки, утворені шляхом легування марганцем середньозонних напівпровідників III – V груп. Такими сполуками є, наприклад, $In_{1-x}Mn_xAs$ [44], $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [45] й $Sb_{1-x}Mn_xAs$ [225] з $0,01 < x < 0,07$. Основні властивості цих матеріалів досить подібні, тому зупинимось лише на описі широко дослідженого $(Ga,Mn)As$. Тут, на відміну від EuO , носії заряду й магнітні іони не є незалежними, оскільки іон Mn заміщує катіон у цій сполуці не ізовалентно, а як Mn^{2+} : кожен іон Mn^{2+} ($3d^5$) заміщує Ga^{3+} і утворює дірку. Вона, при малій концентрації Mn^{2+} , розміщується на орбіті мілкового нейтрального акцептора поблизу нього, а далі, із зростанням x , коли акцептори утворюють домішкову зону – в цій зоні. І нарешті, при $x > 0,001$, акцепторна зона зливається з валентною, і дірка опиняється у валентній зоні, сформованій $4p$ -електронами миш'яку. Дірка є спін-поляризованою у тому розумінні, що результуючий момент на іон Mn зменшується до $4\mu_B$. При оптимальному заміщенні ($x \cong 0,05$) і ретельних відпалах, що усувають іони Mn , захоплені у міжвузловинних положеннях, температура Кюрі може досягати 180 К [46, 226, 227].

На рис. 44,*b* схематично показано енергетичну структуру, яку можна розглядати як таку, що характерна для випадку магнітовпорядкованого $(Ga,Mn)As$. Мажоритарні $3d$ -стани марганцю лежать

нижче рівня Фермі, а міноритарні – біля вершини забороненої зони.

Незважаючи на низку відмінностей, і EuO , і $(Ga,Mn)As$ можна віднести до п'ятої категорії повністю спін-поляризованих матеріалів – S_α . Характерним для цієї категорії є те, що рівень Фермі перетинає одну із підзон спін-розщепленої зони: або валентної, або зони провідності. Спінове розщеплення виникає за рахунок обмінного зв'язку між носіями заряду і магнітними іонами, які мають локалізований магнітний момент. Цю категорію можна розбити на підкатегорії, ввівши додатковий індекс, який вказує на зону, яку перетинає рівень Фермі: c – для зони провідності, v – для валентної і i – для домішкової зони. Отже, EuO можна віднести до підкатегорії $S_{\alpha c}$, а $(Ga,Mn)As$ – до $S_{\alpha v}$.

Може виникнути інша ситуація, коли орбіталі магнітних або немагнітних домішок у напівпровіднику настільки перекриваються, що цього буде цілком достатньо для утворення домішкової зони. Якщо така зона не зливатиметься із власними зонами кристала, і ця зона буде повністю спін-поляризованою, матимемо випадок, схематично показаний на рис. 44,*c*. Відповідно до описаних вище правил, матеріал, який відповідатиме такій схемі, треба буде віднести до підкатегорії $S_{\alpha i}$. Таку схему запропонували у [228] для $Ga_{1-x}Mn_xN$, який, нібито, має високу T_C . Однак, теоретичні розрахунки [229] не підтвердили зроблених у [228] висновків, а високе значення T_C у $Ga_{1-x}Mn_xN$ не підтвердилось у подальших дослідженнях.

Згідно з даними, які опубліковані на даний час, оксиди ZnO , TiO_2 і SnO_2 нібито стають феромагнітними напівпровідниками підкатегорії $S_{\beta i}$ при їх легуванні перехідними елементами (Mn , Fe , Co та ін.) [92, 230, 231]. Подібні явища спостерігаються і в низці інших діелектриків з відносно невеликою шириною забороненої зони [130, 231]. Приклад розмаїття таких сполук видно з рис. 45, на якому зображено області однофазності та кристалічну структуру феромагнітних напівпровідників $A_{1-x}Mn_xB$, де A – елемент другої, а B – елемент шостої групи періодичної таблиці [232]. На жаль, у більшості з вказаних вище робіт, особливо в тих, де автори виявляли високі T_C в області кімнатної температури, вказані МРН не мали відповідної концентрації носіїв, щоб магнітний порядок індукувався їх взаємодією з магнітними іонами. У більшості випадків результати таких робіт не відтворюються або виявляються пов'язаними з магнітними включеннями інших фаз.

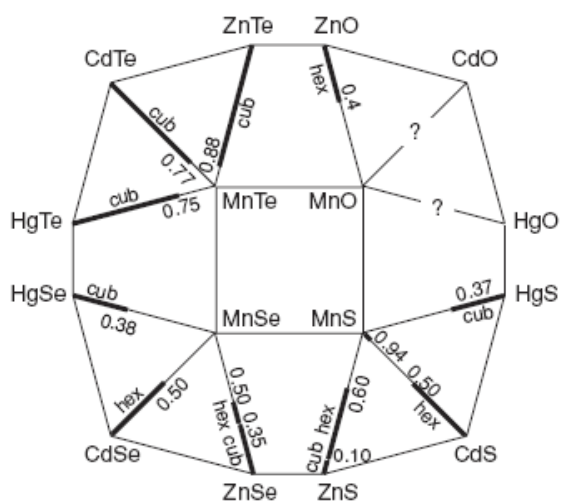


Рис. 45. Области однофазності та кристалічна структура феромагнітних напівпровідників $A_{1-x}Mn_xB$ (A – елемент другої, B – елемент третьої групи періодичної таблиці) (запозичено з [232]). Товстими лініями показано діапазон значень x , в межах якого отримано однофазні зразки. Cub та hex означають, відповідно, кубічну та гексагональну кристалічні структури

Вище зазначалось, що для ефективної роботи у приладах спінтроники матеріали повинні мати температуру Кюрі, яка перевищує кімнатну температуру. На даний час розроблено декілька теоретичних підходів, які дають можливість прогнозувати величину T_C .

Робота Т. Дігла та ін. [47], в якій із застосуванням моделі середнього поля Зінера зроблено оцінку T_C для різних напівпровідників, стимулювала різке поживлення досліджень систем, котрі цією роботою прогнозувалися як такі, що можуть мати $T_C > 300$ К. Ця робота враховує реальну структуру валентних зон матеріалів, їх спін-орбітальне розщеплення, а також анізотропію обмінної взаємодії, яка виникає в результаті спін-орбітального зв'язку в матеріалі. Згідно з вибраним у роботі [47] наближенням, зменшення відстані між атомами в широкозонних напівпровідниках (таких, як ZnO, наприклад) приводить до підсилення зв'язку між дірками на аніонах і спінами, локалізованими на магнітних катіонах. У розділі 2 цього огляду ми вже досить детально зупинялися на висновках цієї роботи і стані їх порівняння з експериментом.

Розрахунки в роботах [233, 234] ґрунтуються на моделі зв'язаних магнітних полярионів. Автори цих робіт припускають, що феромагнітний обмін відбувається за участі електронів, захоплених донорни-

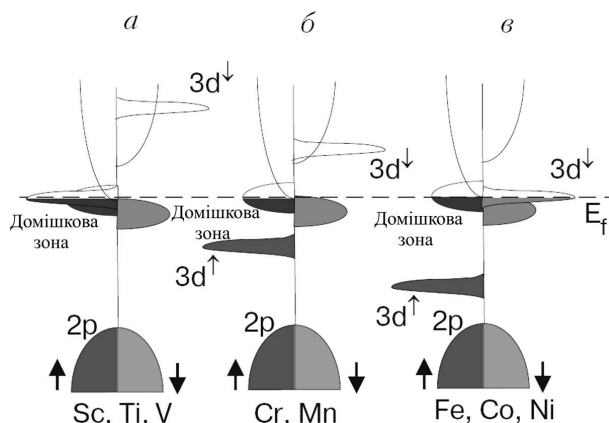


Рис. 46. Зонна структура оксиду з 3d-домішкою і спін-розщепленою донорною домішковою зоною. До високих T_C приводять положення 3d-рівня, зображені на рис. (а) і (с), а до низьких – на рис. (б) (запозичено з робіт [130, 233])

ми дефектами (наприклад, кисневими вакансіями), які формують зв'язані магнітні поляриони. Такі електрони займають протяжні орбіти, які, перекриваючись, утворюють спін-розщеплену домішкову зону (рис. 46). Для досягнення високих температур Кюрі потрібна гібридизація і перенесення заряду із домішкової зони на незаповнені 3d-стани на рівні Фермі. Аналізуючи властивості 3d-металів від Ті до Сі, можна бачити, що спін-розщеплені 3d-рівні опускаються у напрямку до верхівки кисневої 2p-зони. Таким чином, існує дві області, в межах яких очікуються високі значення T_C : одна розміщена на початку серії, де рівень Фермі проходить через гібридизовані домішкові і 3d[↑]-стани, а інша – в кінці серії, де він проходить через гібридизовані домішкові і 3d[↓]-стани. Автори роботи [233] також провели осадження плівок ZnO з різними магнітними іонами 3d-серії і спостерігали феромагнітний стан при кімнатній температурі (рис. 47). Із рис. 47 випливає, що експериментальні дані узгоджуються з теоретичними розрахунками: найбільший магнітний момент реалізується у плівках, де рівень Фермі проходить через домішкові і 3d[↑]- чи 3d[↓]-стани. Модель не виключає також спостереження феромагнетизму в d⁰-системах, наприклад, Sc в ZnO. На жаль, висновки і цих робіт поки що не можна визнати достовірними. Результати, наведені на рис. 47, не відтворюються у інших лабораторіях.

На даний час з'явилась теоретична концепція феромагнетизму в системі ZnO:Cu. Залежно від просторового розміщення атомів міді можна отримати або феромагнітний, або антиферомагнітний стан [235].

Вона також потребує експериментальної перевірки із ретельним контролем досліджуваних зразків.

Хоча нині є теоретичні розрахунки, відповідно до яких феромагнітний стан з високою T_C може бути реалізований як в n -типі, так і в p -типі ZnO при введенні різних перехідних металів, жодного надійно доведеного експериментального результату станом на сьогодні немає. Хоч існують десятки (а то й сотні) публікацій про спостереження феромагнетизму при кімнатній температурі у найрізноманітніших напівпровідникових оксидах, нітридах тощо. З носіями, без носіїв, іноді навіть без магнітних домішок. Найчастіше за спостережуваний феромагнетизм відповідальне формування преципітатів домішки перехідного металу, які можуть з'являтися, коли феромагнітним є або сам d -метал (Fe, Ni, Co), або його сполуки (Fe_3O_4). Широко обговорюється можливість феромагнетизму включень інших фаз при спінодальному розпаді твердих розчинів, при формуванні поверхневих дефектів.

До речі, створення високої концентрації дірок ($3,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) у ZnO і низці інших кандидатів на високотемпературні напівмагнітні напівпровідники залишається поки також невирішеною задачею.

Серед останніх найбільш цікавих результатів варто відзначити один з варіантів практично реалізованого інжектора спін-поляризованих носіїв струму на гібридній системі феромагнітний метал (Fe) – (GaMn)As–GaAs [236], в якому спін-поляризовані носії з ФМ металу “підмагнічують” (GaMn)As і забезпечують високу спінову поляризацію інжекттованих з нього носіїв при температурі, що перевищує кімнатну.

Таким чином, із наведених вище даних можна зробити такі висновки [130].

Основними недоліками МРН є:

- низька розчинність d -металу в напівпровідниковій матриці, що часто недостатньо для формування ФМ порядку при достатньо високій температурі;
- тенденція до утворення включень іншої (неосновної) фази за участі d -металу. Феромагнетизм таких включень часто приймають за феромагнетизм системи напівпровідник – d -метал;
- низька рухливість носіїв заряду, причиною якої є додаткове розсіювання на магнітних іонах;
- неоднорідний розподіл магнітних іонів у матриці, що в деяких випадках приводить до просторової локалізації носіїв заряду і стрибкової провідності.

Із теоретичних розрахунків випливає, що саме серед МРН слід шукати матеріали з високими значеннями температури Кюрі і унікальними магнітними та електричними властивостями [92]. Найкращі резуль-

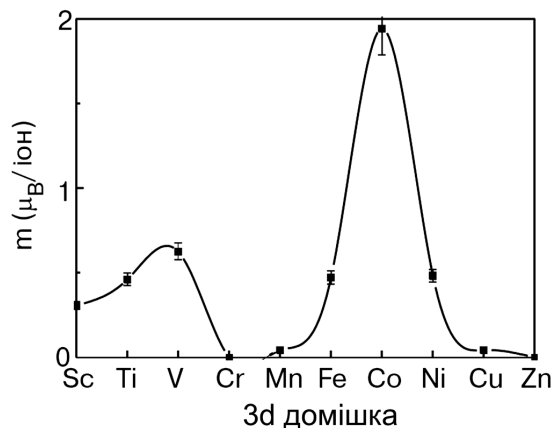


Рис. 47. Магнітний момент плівок ZnO, які містять 5 ат. % легуючої домішки (запозичено з робіт [130, 233])

тати ($T_C \approx 180 \text{ K}$) вдалося поки що отримати лише на (GaMn)As [46]. Численні повідомлення про спостереження феромагнетизму з температурою вищою за кімнатну поки що залишаються контраверсійними.

6.3. Класифікація провідних феромагнетиків

Вище було описано властивості провідних феромагнітних матеріалів, у яких носії заряду є або повністю спін-поляризованими, або поляризація рухомих носіїв наближається до 100%. Класифікація підсумована у табл. 2. Слід зазначити, що такий характер поведінки справедливий лише в області низьких температур: підвищення температури приводить до перекриття областей заповнення мажоритарних та міноритарних спінових станів на шкалі енергій.

Є надія, що така систематизація провідних феромагнітних матеріалів сприятиме кращому розумінню їх властивостей і буде стимулювати відкриття нових феромагнітних матеріалів, які будуть поєднувати високий ступінь спінової поляризації зі значною рухливістю носіїв струму, що є необхідним для розробки нових пристроїв спінтроніки.

Автори хотіли б на завершення додати посилання на декілька матеріалів з питань спінтроніки, доступних у Інтернеті, ознайомлення з якими може бути корисним для читача.

The work is partly supported by a sponsorship from the University of Cambridge (UK) through the Cambridge Colleges Hospitality Scheme. One of the authors (A.I.T.) is grateful to Prof. M. Blamire and Dr. N. Mathur (Department of Materials Science and

Т а б л и ц я 2. Класифікація провідних феромагнетиків

	Поляризація електронів на рівні Фермі	Приклад матеріалу	Позначення
Феромагнітний метал	↑ та ↓	Fe	$M_{\alpha\beta}$
Половинний метал	тільки ↑	CrO ₂	M_{α}
	тільки ↓	Sr ₂ FeMoO ₆	M_{β}
	локалізовані ↑	Fe ₃ O ₄	$M_{\alpha'}$
	локалізовані ↓		$M_{\beta'}$
	делокалізовані ↑ та локалізовані ↓		$M_{\alpha\beta'}$
Половинний напівметал	делокалізовані ↑ та локалізовані ↓	Tl ₂ Mn ₂ O ₇	$G_{\alpha\beta'}$
	локалізовані ↑ та делокалізовані ↓		$G_{\alpha'\beta}$
Феромагнітний напівпровідник	тільки ↑ у зоні провідності	EuO	$S_{\alpha c}$
	тільки ↓ у зоні провідності		$S_{\beta c}$
	тільки ↑ у валентній зоні	GaAs:Mn	$S_{\alpha v}$
	тільки ↓ у валентній зоні		$S_{\beta v}$
	тільки ↑ у домішкової зоні	GaN:Mn	$S_{\alpha i}$
	тільки ↓ у домішкової зоні	SnO ₂ :Fe	$S_{\beta i}$

Metallurgy), and Prof. A. Dixon (Peterhouse) for hospitality, active encouragement and support of the present work.

- W.C. Röntgen, Nature **53**, No. 1369, 274 (1896).
- I. Puluĵ, Proc. Roy. Soc. London **14**, 178 (1895). Див. також: D. Kulynyak, *Ivan Puluĵ, the discoverer of X-rays*, The Ukrainian Weekly, No. 28, 6 (2000); P.K. Spiegel, Amer. J. Röntgenology **164**, 241 (1995); A. Sparavigna, e-print arXiv: 0711.4606 (2007).
- A. Becquerel, Comptes Rendus **122**, 420 (1896).
- J.J. Thomson, Phil. Mag. **44**, 293 (1897).
- В. Гейзенберг, *Фізика и философия. Часть и целое* (Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., Москва, 1989).
- I. Žutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, and D.M. Treger, Science **294**, 1488 (2001).
- S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- N.F. Mott, Proc. R. Soc. London, Ser. A **153**, 699 (1936); Proc. R. Soc. London, Ser. A **156**, 368 (1936).
- A. Fert and I.A. Campbell, Phys. Rev. Lett. **21**, 1190 (1968).
- <http://www.research.ibm.com/research/gmr.html>.
- Official webpage of the Nobel Foundation: http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/
- E.I. Rashba, e-print arXiv: 0611194 (2006).
- J. Fabian, A. Matos-Abiague, Ch. Ertler, P. Stano, and I. Žutic, e-print arXiv: 0711.1461 (2007).
- T. Dietl, e-print arXiv: 0801.0145 (2008).
- <http://www.nature.com/milestones/milespin/index.html> (електронний ресурс).
- О.В. Третьяк, В.А. Львов, О.В. Барабанов, *Фізичні основи спінової електроніки* (Видавн. Київського університету, Київ, 2002).
- V.L. Korenev, e-print arXiv: 0904.3034 (2009).
- А.И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников* (Наука, Москва, 1978).
- Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (Наука, Москва, 1972).
- Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах*, под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера (Наука, Ленинград, 1989).
- G. Lampel, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
- Б.П. Захарченя, В.И. Земский, Е.Л. Ивченко, Д.И. Мирлин, Письма в ЖЭТФ **21**, 599 (1975).
- Г.Е. Пикус и А.Н. Титков, *Спиновая релаксация носителей при оптической ориентации в полупроводниках* (глава у книзі [21]).
- C. Weisbuch, *Contribution a l'etude du pompage optique dans les semiconducteurs III_V*, PhD thesis 26 (Paris University, Paris, 1977).
- Р.И. Джюев, Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев, М.Н. Степанова, ФТТ **39**, 1975 (1997).
- J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom, I.P. Smorchkova, and N. Samarth, Science **277**, 1284 (1997).

28. J.M. Kikkawa and D.D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
29. J.M. Kikkawa and D.D. Awschalom, Nature **397**, 139 (1999).
30. Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев, Д. Гамон, Д.С. Катцер, Письма в ЖЭТФ **74**, 200 (2001).
31. A.G. Aronov and G.E. Pikus, ФТП **10**, 1177 (1976).
32. S.F. Alvarado and P. Renaud, Phys. Rev. Lett. **68**, 1387 (1992).
33. E.I. Rashba, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114015 (2008).
34. A.V. Komarov, S.M. Ryabchenko, I.I. Zheru, R.D. Ivanchuk, O.V. Terletskij, ЖЭТФ **73**, 608 (1977).
35. A.V. Komarov, S.M. Ryabchenko, N.I. Vitrikhovskii, Письма в ЖЭТФ **27**, 441 (1978).
36. J.A. Gaj, R.R. Galazka, and M. Nawrocki, Solid State Commun. **25**, 193 (1978).
37. J.A. Gaj, J. Ginter, and R.R. Galazka, Phys. Status Solidi (b) **89**, 655 (1978).
38. G. Bastard, C. Rigaux, A. Mycielski, Phys. Stat. Solidi (b) **79**, 585 (1977).
39. E.A. Pashitskii and S.M. Ryabchenko, ФТТ **21**, 545 (1979).
40. А.В. Бродовой, Г.В. Лашкарев, М.В. Радченко, Е.И. Сльнько, К.Д. Товстюк, ФТП **18**, 1547 (1984).
41. T. Story, R.R. Galazka, R.V. Frankel, P.A. Wolff, Phys. Rev. Lett. **56**, 777 (1986).
42. P. Lazarczyk, T. Story, M. Arciszewska, and R.R. Galazka, J. Magn. Magn. Mater. **169**, 151 (1997).
43. A. Hauray, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tarentenko, T. Dietl, and Y. Merle d'Aubigné, Phys. Rev. Lett. **79**, 511 (1997).
44. H. Ohno, H. Munekata, T. Penny, S. von Molnar, and L.L. Chang, Phys. Rev. Lett. **68**, 2664 (1992).
45. H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, Appl. Phys. Lett. **69**, 363 (1996).
46. K. Olejnik, M.H.S. Owen, V. Novák, J. Mašek, A.C. Irvine, J. Wunderlich, and T. Jungwirth, Phys. Rev. B **78**, 054403 (2008).
47. T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, Science **287**, 1019 (2000).
48. T. Dietl, H. Ohno and F. Matsukura, Phys. Rev. B **63**, 195205 (2001).
49. T. Dietl, Semicon. Sci. Technol. **17**, 377 (2002).
50. T. Dietl, *Semiconductor Spintronics*, in: Lect. Notes Phys. **712** (Springer, Berlin, 2007), p. 1.
51. Y. Merle d'Aubigne, A. Arnoult, J. Cibert, T. Dietl, A. Hauray, P. Kossacki, S. Tarentenko, A. Wasiela, Physica E: Low-Dimens. Syst. and Nanostructures **1-3**, 169 (1998).
52. D. Ferrand, J. Cibert, A. Wasiela, C. Bourgoignon, S. Tarentenko, G. Fishman, T. Andrearczyk, J. Jaroszynski, S. Kolesnik, T. Dietl, B. Barbara and D. Dufeu, Phys. Rev. B **63**, 085201 (2001).
53. С.И. Губарев, ЖЭТФ **80**, 1174 (1981) [Sov. Phys. JETP **53**, 601 (1981)]; В.Г. Абрамишвили, С.И. Губарев, А.В. Комаров, С.М. Рябченко, ФТТ **26**, 1095 (1984); С.И. Губарев, М.Г. Тяжлов, Письма в ЖЭТФ **44**, 385 (1986); С.И. Губарев, М.Г. Тяжлов, Письма в ЖЭТФ **48**, 437 (1988).
54. Yu.G. Semenov, S.M. Ryabchenko, V.G. Abramishvili, and A.V. Komarov, Phys. Rev. B **56**, 1868 (1997).
55. C. Benoit a la Guillaume, D. Scalbert, and T. Dietl, Phys. Rev. B **46**, 9853 (1992).
56. D. Scalbert, A. Ghazali, and C. Benoit a la Guillaume, Phys. Rev. B **48**, 17752 (1993).
57. W. Pacuski, P. Kossacki, D. Ferrand, A. Golnik, J. Cibert, M. Wegscheider, A. Navarro-Quezada, A. Bonanni, M. Kiecana, M. Sawicki, and T. Dietl, Phys. Rev. Lett. **100**, 037204 (2008).
58. T. Chanier, F. Viroth, and R. Hayn, Phys. Rev. B **79**, 205204 (2009).
59. А.А. Абрикосов, ЖЭТФ **65**, 814 (1973).
60. С.В. Броуде, В.А. Гражулис, В.В. Кведер, Ю.А. Осипьян, ЖЭТФ **66**, 1489 (1974).
61. М.И. Дьяконов, В.И. Перель, Письма в ЖЭТФ **13**, 657 (1971); М.И. Дьяконов and В.И. Перель, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
62. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Физматгиз, Москва, 1963).
63. J.N. Chazalviel and I. Solomon, Phys. Rev. Lett. **29**, 1676 (1972).
64. А.А. Вакун, В.Р. Zakharchenya, А.А. Rogachev, М.Н. Tkachuk, and V.G. Fleisher, Письма в ЖЭТФ **40**, 464 (1984).
65. Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, Science **306**, 1910 (2004).
66. Wunderlich, J., B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, Phys. Rev. Lett. **94**, 047204, (2005); the work was also presented at the Gordon Research Conference on Magnetic Nanostructures (August 2004) and Oxford Kobe Seminar on Spintronics (September 2004).
67. Ф.Т. Васько, Н.А. Прима, ФТТ **21**, 1734 (1979).
68. S.D. Ganichev, V.V. Belkov, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, S. Giglberger, C. Hoffmann, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Wegscheider, C. Gerl, S. Schuh, J. Stahl, et al., Nature Physics **2**, 609 (2006).
69. S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Belkov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, and W. Prettl, Nature **417**, 153 (2002).

70. S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, Phys. Rev. Lett. **86**, 4358 (2001).
71. Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, В.А. Шальгин и А.В. Штурбин, Письма в ЖЭТФ **29**, 485 (1979) [JETP Lett. **29** 441 (1979)].
72. P. Debray, S.M.S. Rahman, J. Wan, R.S. Newrock, M. Cahay, A.T. Ngo, S.E. Ulloa, S.T. Herbert, M. Muhammad, and M. Johnson, Nature Nanotechnology **4**, 759 (2009)..
73. Y.A. Bychkov and E.I. Rashba, J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 6039 (1984).
74. K. Hattori and H. Okamoto, Phys. Rev. B **74**, 155321 (2006).
75. Y. Xing, Q.-F. Sun, L. Tang, and J. Hu, Phys. Rev. B **74**, 155313 (2006).
76. Y. Jiang and L. Hu, Phys. Rev. B **74**, 075302 (2006).
77. А.С. Давыдов, *Квантовая механика* (Физматгиз, Москва, 1963).
78. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
79. Э.И. Рашба, В.И. Шека, ФТТ **1**, Сб. статей. II, 162, (1959).
80. Э.И. Рашба, ФТТ **2**, 1224 (1960).
81. Ф.Т. Васьюко, Письма в ЖЭТФ **30**, 541 (1979); [JETP Lett. **30**, 541 (1979)].
82. Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
83. S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Petra Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, Phys. Rev. Lett. **92**, 256601 (2004).
84. В.К. Калевич, В.Л. Корнев, Письма в ЖЭТФ **52**, 859 (1990).
85. M. Ciorga, A. Einwanger, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, and D. Weiß, Phys. Rev. B **79**, 165321 (2009)
86. S.P. Dash, S. Sharma, R.S. Patel, M.P. de Jong, and R. Jansen, Nature **462**, 491 (2009).
87. M.E. Flatte, Nature **462**, 419 (2009).
88. J. Bass and W.P. Pratt jr., J. Phys.: Condens. Matter. **19**, 183201(2007).
89. J. Fabian and S. Das Sarma, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1708 (1999).
90. M. Johnson and R.H. Silsbee, Phys. Rev. Lett. **55**, 1790 (1985).
91. T.R. McGuire and R.I. Potter, IEEE Trans. Magn. **11**, 1018 (1975).
92. J.M.D. Coey and S. Sanvito, J. Phys. D.: Appl. Phys. **37**, 988 (2004).
93. J.M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J.P. Contour, F. Montaigne, and P. Seneor, Science **286**, 507 (1999).
94. W. Thomson, Proc. R. Soc. Lond. **8**, 546 (1857).
95. I.A. Campbell, A. Fert, and A.R. Pomeroy, Philos. Mag. **15**, 977 (1967).
96. A. Fert and I.A. Campbell, Phys. Rev. Lett. **21**, 1190 (1968).
97. T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
98. T. Kasuya and A. Yanese, Rev. Mod. Phys. **40**, 684 (1968).
99. L. Esaki, P. Stiles and S. Von Molnar, Phys. Rev. Lett. **19**, 852 (1967).
100. J.S. Moodera, X. Hao, G.A. Gibson, and R. Meservey, Phys. Rev. Lett. **61**, 637 (1988).
101. X. Hao, J.S. Moodera, and R. Meservey, Phys. Rev. B **42**, 8235 (1990).
102. P.M. Tedrow and R. Meservey, Phys. Rev. B **7**, 318 (1973).
103. M. Julliere, Phys. Lett. **54**, 225 (1975).
104. J.S. Moodera, Lisa R. Kinder, T.M. Wong, and R. Meservey, Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
105. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
106. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
107. M.A.M. Gijs and G.E.W. Bauer, Adv. Phys. **46**, 285 (1997).
108. P.M. Levy and I. Mertig, in: *Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures*, Ed. by S. Maekawa and T. Shinjo (Taylor and Francis, New York, 2002), p. 47.
109. J. Mathon and A. Umerski, Phys. Rev. B **56**, 11810 (1997).
110. W.P. Pratt, S.-F. Lee, J.M. Slaughter, R. Loloee, P.A. Schroeder, and J. Bass, Phys. Rev. Lett. **66**, 3060 (1991).
111. R. Bhadra, and K.P. Roche, Phys. Rev. Lett. **66**, 2152 (1991).
112. S.S.P. Parkin, Z.G. Li, and D.J. Smith, Appl. Phys. Lett. **58**, 2710 (1991).
113. S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, and M. Samant, Proc. IEEE **91**, 661 (2003).
114. L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
115. J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
116. Y.B. Bazaliy, B.A. Jones, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **57**, R3213 (1998).
117. M. Tsoi, A.G. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).

118. E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie, and R.A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
119. J.Z. Sun, *Phys. Rev. B* **62**, 570 (2000).
120. X. Waintal, E.B. Myers, P.W. Brouwer, and D.C. Ralph, *Phys. Rev. B* **62**, 12317 (2000).
121. M.D. Stiles and A. Zangwill, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002).
122. K. Bussmann, G.A. Prinz, S.-F. Cheng, and D. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2476 (1999).
123. J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, and D.C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
124. S. Koshihara, A. Oiwa, M. Hirasawa, S. Katsumoto, Y. Iye, C. Urano, H. Takagi, and H. Munekata, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4617 (1997).
125. H. Boukari, P. Kossacki, M. Bertolini, D. Ferrand, J. Cibert, S. Tatarenko, A. Wasiela, J. A. Gaj, and T. Dietl, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207204 (2002).
126. A. Oiwa, Y. Mitsumori, R. Moriya, T. Siupinski, and H. Munekata, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137202 (2002).
127. H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, K. Ohtani, *Nature* **408**, 944 (2000).
128. Y.D. Park, A.T. Hanbicki, S.C. Erwin, C.S. Hellberg, J.M. Sullivan, J.E. Mattson, T.F. Ambrose, A. Wilson, G. Spanos, and B.T. Jonker, *Science* **295**, 651 (2002).
129. R.A. de Groot, F.M. Mueller, P.G. Engen, and K.H. Buschow, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2024 (1983).
130. Г.В. Лашкарев, М.В. Радченко, В.А. Карпина, В.И. Сичковський, *ФНТ* **33**, 228 (2007).
131. W.E. Pickett and J.S. Moodera, *Phys. Today* **54**, 39 (2001).
132. H. Ohno, *Science* **281**, 951 (1998).
133. J.G. Braden, J.S. Parker, P. Xiong, S.H. Chun, and N. Samarth, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 056602 (2003).
134. R.P. Panguluri, G. Tsoi, B. Nadgorny, S.H. Chun, N. Samarth, and I.I. Mazin, *Phys. Rev. B* **68**, 201307 (2003).
135. M.E. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 169 (1967).
136. D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **3**, 3887 (1971).
137. L.M. Falicov, D.T. Pierce, S.D. Bader, R. Gronsky, K.B. Hathaway, H.J. Hopster, D.N. Lambeth, S.S.P. Parkin, G. Prinz, M. Salamon, I.K. Schuller, R.H. Victora, *J. Mater. Res.* **5**, 1299 (1990).
138. R. Narisetti, 10 November 1997, *Wall Street Journal*, article B8.
139. *Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance*, edited by U. Hartmann (Springer, Berlin, 2000).
140. E. Hirota, H. Sakakima, and K. Inomata, *Giant Magneto-Resistance Devices* (Springer, Berlin, 2002).
141. T. Miyazuki and N. Tezuka, *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, L231 (1995).
142. S.S.P. Parkin, K.P. Roche, M.G. Samant, P.M. Rice, R.B. Beyers et al., *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999).
143. S. Tehrani, B. Engel, J.M. Slaughter, E. Chen, M. DeHerrera, M. Durlam, P. Naji, R. Whig, J. Janesky, J. Calder, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2752 (2000).
144. M. Tanaka and Y. Higo, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 026602 (2001).
145. M. Tanaka, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 327 (2002).
146. S.A. Solin, T. Thio, D.R. Hines, and J.J. Heremans, *Science* **289**, 1530 (2000).
147. S.A. Solin, D.R. Hines, A.C.H. Rowe, J.S. Tsai, Yu.A. Pashkin, S.J. Chung, N. Goel, and M.B. Santos, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4012 (2002).
148. J. Moussa, L.R. Ram-Mohan, A.C.H. Rowe, *J. Appl. Phys.* **94**, 1110 (2003).
149. H. Akinaga, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 322 (2002).
150. N. Garcia, M. Munoz, and Y.-W. Zhao, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2923 (1999).
151. H. Imamura, N. Kobayashi, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1003 (2000).
152. J.J. Versluijs, M.A. Bari, and J.M. Coey, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 026601 (2001).
153. S.H. Chung, M. Mucoz, N. Garcia, W.F. Egelhoff, and R.D. Gomez, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 287203 (2002).
154. J. Bass, in: *Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, ed. by K.H. Hellwege and J.L. Olsen (Springer, Berlin, 1982), New Series, Group III, **15a**, p.1.
155. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, *Fundamentals of Physics* (Wiley, New York, 2004).
156. J.C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
157. W. Wulfhekel, H.F. Ding, and J. Kirschner, *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 47 (2002).
158. E.Y. Tsymlal, O.N. Mryasov, and R. LeClair, *J. Phys.: Condens. Matter.* **15**, R109 (2003).
159. J. Zhang and R.M. White, *J. Appl. Phys.* **83**, 6512 (1998).
160. E.Y. Tsymlal, A. Sokolov, I.F. Sabirianov, and B. Doudin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 186602 (2003).
161. S.S.P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P.M. Rice, B. Hughes, M. Samant, S.-H. Yang, *Nature Mater.* **3**, 862 (2004).
162. S. Ikeda and H. Hayakawa, *J. Appl. Phys.* **99**, 08A907 (2006).
163. M.-H. Jo, N.D. Mathur, N.K. Todd, and M.G. Blamire, *Phys. Rev. B* **61**, R14905 (2000).
164. W.J.M. Naber, S. Faez, and W.G. van der Wiel, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, R205 (2007).
165. N.F. Mott, *Adv. Phys.* **13**, 325 (1964).

166. C.T. Black, C.B. Murray, R.L. Sandstrom, and S. Sun, *Science* **290**, 1131 (2000).
167. F.J. Jedema, A.T. Filip, and B.J. van Wees, *Nature* **410**, 345 (2001).
168. B. Dieny, *Magnetolectronics*, ed. by M. Johnson (Elsevier, Amsterdam, 2004), p. 67.
169. J.-H. Park, E. Vescovo, H.-J. Kim, C. Kwon, R. Ramesh, T. Venkatesan, *Nature* **392**, 794 (1998).
170. R. Meservey and M. Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994).
171. A. Fert and H. Jaffres, *Phys. Rev. B* **64**, 184420 (2001).
172. Z.G. Yu and M. Flatte, *Phys. Rev. B* **66**, 201202 (2002).
173. C. Zener, *Phys. Rev.* **81**, 403 (1951).
174. R. von Helmolt, J. Wecker, K. Samwer, L. Haupt, and K. Bärner, *J. Appl. Phys.* **76**, 6925 (1994).
175. S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, and L. H. Chen, *Science* **264**, 413 (1994).
176. С. Крупи́чка, *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов* (Мир, Москва, 1976), т. 1.
177. A.-M. Haghiri-Gosnet and J.-P. Renard, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R127 (2003).
178. Y. Tokura and Y. Tomioka, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 1 (1999).
179. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
180. S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism* (Oxford University Press, Oxford, 1997).
181. В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов, *ФНТ* **26**, 231 (2000).
182. J.B. Goodenough, *J. Appl. Phys.* **81**, 5330 (1997).
183. W. Anderson and H. Hasegawa, *Phys. Rev.* **100**, 675 (1955).
184. G. De Gennes, *Phys. Rev.* **118**, 141 (1960).
185. E.O. Wollan and W.C. Koehler, *Phys. Rev.* **100**, 545 (1955).
186. O.I. V'yunov, A.G. Belous, A.I. Tovstolytkin, and O.Z. Yanchevskii, *J. Europ. Ceram. Soc.* **27**, 3919 (2007).
187. N. Mathur and P. Littlewood, *Phys. Today* **56**, 25 (2003).
188. J. Mitra, M. Paranjape, A.K. Raychaudhuri, N.D. Mathur, and M.G. Blamire, *Phys. Rev. B* **71**, 094426 (2005).
189. A.I. Tovstolytkin, A.N. Pogorily, A.I. Matviyenko, A.Ya. Vovk, Zh. Wang, *J. Appl. Phys.* **98**, 04390 (2005).
190. A.I. Tovstolytkin, A.M. Pogorily, D.I. Podyalovskii, V.M. Kalita, A.F. Lozenko, P.O. Trotsenko, S.M. Ryabchenko, A.G. Belous, O.I. V'yunov, and O.Z. Yanchevskii, *J. Appl. Phys.* **102**, 063902 (2007).
191. A. Tovstolytkin, A. Pogorily, A. Vovk, D. Podyalovskii, I. Lezhnenko, A. Matviyenko, *J. Magn. Magn. Mater.* **272-276**, 1839 (2004).
192. D.C. Ralph and M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
193. I.M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and P. Gambardella, *Nat. Mater.* **9**, 230 (2010).
194. L. Berger, *J. Appl. Phys.* **3**, 2156 (1978).
195. L. Berger, *J. Appl. Phys.* **3**, 2137 (1979).
196. Я.Б. Базалій, *Магнітна динаміка та спітроніка в металевих, напівпровідних та надпровідних наноструктурах*. Автореф. дис. докт. фіз.-мат. наук (Ін-т магнетизму НАН України, Київ, 2009).
197. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, and B.I. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
198. J.C. Slonczewski and J.Z. Sun, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 169 (2007).
199. Е.В. Гомонай и В.М. Локтев, *ФНТ* **34**, 256 (2008).
200. Y.B. Bazaliy, B.A. Jones, and S.-C. Zhang, *Physica B* **329-333**, 1290 (2003).
201. Y.B. Bazaliy, *Phys. Rev. B* **76**, R140402 (2007).
202. H. Kronmüller and S.S.P. Parkin (Eds.), *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* (Wiley, New York, 2007), vol. 5.
203. A. Manchon and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **79**, 094422 (2009).
204. Y.B. Bazaliy, D. Olaosebikan, and B.A. Jones, *J. Nanosci. Nanotechn.* **8**, 2891 (2008).
205. C. Chappert, A. Fert, and F. Nguyen Van Dau, *Nat. Mater.* **6**, 813 (2007).
206. J.A. Katine and E.E. Fullerton, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1217 (2008).
207. F. Bloch, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946).
208. H.C. Torrey, *Phys. Rev.* **104**, 563 (1956).
209. R.J. Elliott, *Phys. Rev. B* **96**, 266 (1954).
210. Y. Yafet, in: *Solid State Physics*, ed. by F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1963), p. 14.
211. M.I. D'yakonov and V.I. Perel', *Sov. Phys. JETP* **33**, 1053 (1971).
212. G.L. Bir, A.G. Aronov, and G.E. Pikus, *Sov. Phys. JETP* **42**, 705 (1976).
213. I.A. Merkulov, A.L. Efros, and J. Rosen, *Phys. Rev. B* **65**, 205309 (2002).
214. A.V. Khaetskii, D. Loss, and L. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 186802 (2002).
215. W. Kolbe, *Phys. Rev. B* **3**, 320 (1971).
216. J. Fabian and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5624 (1998).

217. D.J. Monsma and S.S. Parkin, Appl. Phys. Lett. **77**, 720 (2000).
218. J.B. Goodenough, Prog. Solid State Chem. **5**, 145 (1971).
219. J.M.D. Coey and M. Venkatesan, J. Appl. Phys. **91**, 8345 (2002).
220. I.I. Mazin, Appl. Phys. Lett. **77**, 3000 (2000).
221. K.-I. Kobayashi, T. Kimura, H. Sawada, K. Terakura, Y. Tokura, Nature **395**, 677 (1998).
222. R. Weht and W.E. Pickett, Phys. Rev. B **60**, 11006 (1999).
223. B. Nadgorny, I.I. Mazin, M. Osofsky, R.J. Soulen, P. Broussard, R.M. Stroud, D.J. Singh, V.G. Harris, A. Arsenov, and Ya. Mukovskii, Phys. Rev. B **63**, 184433 (2001).
224. D.J. Singh, Phys. Rev. B **55**, 313 (1997).
225. X. Chen, M. Na, M. Cheon, S. Wang, H. Luo, B.D. McCombe *et al.*, Appl. Phys. Lett. **81**, 511 (2002).
226. K.W. Edmonds, K.Y. Wang, R.P. Campion, A.C. Neumann, N.R.S. Farley, B.L. Gallagher, and C.T. Foxon, Appl. Phys. Lett. **81**, 4991 (2002).
227. A.H. MacDonald, P. Schiffer, N. Samarth, Nat. Mater. **4**, 195 (2005).
228. S. Sonoda, S. Shimizu, T. Sasaki, Y. Yamamoto, and H. Hori, J. Cryst. Growth **237-239**, 1358 (2002).
229. A. Filippetti and N.A. Spaldin, Phys. Rev. B **67**, 125109 (2003).
230. Y. Matsumoto, M. Murakami, T. Shono, T. Hasegawa, T. Fukumura, M. Kawasaki, P. Ahmet, T. Chikyow, S. Koshihara, and H. Koinuma, Science **291**, 854 (2001).
231. T. Fukumura, H. Toyosaki, and Y. Yamada, Semicond. Sci. Technol. **20**, S103 (2005).
232. W. Girit and J.K. Furdyna, in: *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer (Academic Press, Boston, MA, 1988), v. **25**, p. 1.
233. J.M.D. Coey, M. Venkatesan, and C.B. Fitzgerald, Nature Materials **4**, 173 (2005).
234. J.M.D. Coey, A. Douvalis, C.B. Fitzgerald, and M. Venkatesan, Appl. Phys. Lett. **84**, 1332 (2004).
235. D.B. Buchholz, R.P.H. Chang, J.H. Song, and J.B. Ketterson, Appl. Phys. Lett. **87**, 082504 (2005).
236. F. Maccherozzi, M. Sperl, G. Panaccione, J. Minár, S. Polesya, H. Ebert, U. Wurstbauer, M. Hochstrasser, G. Rossi, G. Woltersdorf, W. Wegscheider, and C.H. Back, Phys. Rev. Lett. **101**, 267201 (2008).
237. Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.А. Ежевский, *Основы спинтроники* (ННГУ, Н. Новгород, 2007), 160 с.

238. А. Ферг, УФН **178**, №12, 1337 (2008).

239. П.А. Грюнберг, УФН **178**, №12, 1349 (2008).

Одержано 03.02.10

СПИНТРОНИКА. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ. ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ

А.Н. Погорельский, С.М. Рябченко, А.И. Товстолыткин

Резюме

Изложены физические основы спинтроники – отрасли науки на стыке физики и электроники, которая исследует пути управления спиновыми состояниями электронов в твердотельных системах и предлагает методы разработки приборов на основе обнаруженных эффектов и явлений. Представлен взгляд авторов на историю развития этого направления. Дан обзор методов создания, управления и детектирования спиновой поляризации носителей заряда в полупроводниках, металлах и магнитных и немагнитных нанобъектах. Описаны пути электрического и магнитного управления спиновой поляризацией ансамбля носителей заряда. Рассмотрены механизмы релаксации системы подвижных спинов. Изложены требования к параметрам материалов, которые используются (будут использоваться) при создании элементов и приборов спинтроники. Даны анализ и классификация магнитных материалов спинтроники.

SPINTRONICS. BASIC PHENOMENA. TRENDS OF DEVELOPMENT

A.M. Pogorily¹, S.M. Ryabchenko², A.I. Tovstolytkin¹

¹Institute of Magnetism, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(36b, Vernads'kogo Prosp., Kyiv 03142, Ukraine)

²Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(46, Nauky Prosp., Kyiv 03028, Ukraine)

Summary

The paper describes the physical basics of spintronics – a field on the boundary of physics and electronics which studies the ways to control spin states of electrons in solid-state systems and proposes the methods of fabrication of devices on the basis of the revealed effects and phenomena. Authors' view on the history of the development of this field is presented. The work reviews the methods of generation, manipulation, and detection of the spin polarization of charge carriers in semiconductors, metals, magnetic and nonmagnetic objects on the nanometer scale. The ways of electric and magnetic controls over the spin polarization of an ensemble of charge carriers are described. The mechanisms of relaxation of a system of mobile spins are considered. The requirements to the parameters of materials which are used (or will be used) in the fabrication of elements and devices of spintronics are given. The analysis and classification of magnetic materials related to spintronics are presented.