

---

# ФІЗИЧНІ, ХІМІЧНІ ТА ІНШІ ЯВИЩА, НА ОСНОВІ ЯКИХ МОЖУТЬ БУТИ СТВОРЕНІ СЕНСОРИ

---

## PHYSICAL, CHEMICAL AND OTHER PHENOMENA, AS THE BASES OF SENSORS

---

---

PACS: 72.25.Pn, 75.30.Wx, 75.76.+j, 85.75.-d

### УРОКИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ: СПІНТРОНІКА В КОНЦЕПЦІЇ «ЗНИЗУ – ВГОРУ»

*Ю. О. Кругляк, Н. Ю. Кругляк\*, М. В. Стріха\*\**

Одеський державний екологічний університет  
вул. Львівська, 15, Одеса, Україна  
тел. (067) 725 2209, E-mail: [quantumnet@yandex.ua](mailto:quantumnet@yandex.ua)

\* Одеський національний університет імені І. І. Мечникова  
вул. Дворянська, 2, Одеса, Україна  
тел. (048) 263-7785, E-mail: [krtstudio@yandex.ua](mailto:krtstudio@yandex.ua)

\*\* Інститут фізики напівпровідників імені В. Є. Лашкарьова НАН України  
пр. Науки, 41, Київ, Україна  
тел. (044) 525 6033, E-mail: [maksym\\_strikha@hotmail.com](mailto:maksym_strikha@hotmail.com)

### УРОКИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ: СПІНТРОНІКА В КОНЦЕПЦІЇ «ЗНИЗУ – ВГОРУ»

*Ю. О. Кругляк, Н. Ю. Кругляк, М. В. Стріха*

**Анотація.** В рамках концепції «знизу – вгору» наноелектроніки розглядаються основні явища, поняття та пристрої спінтроники, включаючи спіновий вентиль, межовий опір при незбігові густини станів для носіїв струму по різні боки межі (незбігові мод провідності), спінові потенціали і різницю нелокальних спін-потенціалів, спіновий момент та його транспорт. Обговорюються обертання намагніченості спіновим струмом, поляризатори та аналізатори спінового струму. Розглядаються рівняння дифузії для балістичного транспорту та струми в режимі нерівноважних потенціалів

**Ключові слова:** наноелектроніка, спінтроніка, спіновий вентиль, спіновий потенціал, спіновий момент, спіновий транспорт, намагніченість, балістичний транспорт

## LESSONS OF NANOELECTRONICS: SPINTRONICS IN «BOTTOM – UP» APPROACH

*Yu. A. Kruglyak, N. E. Kruglyak, M. V. Strikha*

**Abstract.** Basic phenomena and topics of spintronics such as spin valve, interface resistance due to density of states mismatch on the boundary (mode's mismatch), spin potentials, non-local spin voltage, spin moment and its transport are discussed in the frame of the «bottom – up» approach of modern nanoelectronics. We also discuss the nanomagnet dynamics by spin current, polarizers and analyzers of spin current. Diffusion equation for ballistic transport and current in terms of non-equilibrium potentials are studied.

**Keywords:** nanoelectronics, spintronics, spin valve, spin potential, spin moment, spin transport, magnetization, ballistic transport

## УРОКИ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ: СПИНТРОНИКА В КОНЦЕПЦИИ «СНИЗУ – ВВЕРХ»

*Ю. А. Кругляк, Н. Е. Кругляк, М. В. Стриха*

**Аннотация.** В рамках концепции «снизу – вверх» нанoeлектроники рассматриваются ключевые явления, понятия и устройства спинтроники, включая спиновый вентиль, граничное сопротивление при несовпадении плотности состояний по разные стороны от границы (мод проводимости), спиновые потенциалы и разность нелокальных спин-потенциалов, спиновый момент и его транспорт. Обсуждаются обращение намагниченности спиновым током, поляризаторы и анализаторы спинового тока. Рассматриваются уравнения диффузии для баллистического транспорта и тока в режиме неравновесных потенциалов.

**Ключевые слова:** нанoeлектроника, спинтроника, спиновый вентиль, спиновый потенциал, спиновый момент, спиновый транспорт, намагниченность, баллистический транспорт

**Вступ: поява спітроніки.** У попередніх статтях [1, 2] у рамках концепції «знизу – вгору» для нанoeлектроніки [3], що передбачає розгляд починаючи від основних, першопринципних фізичних закономірностей і до опису спостережуваних явищ, ми виклали питання виникнення електричного струму та термоелектричних явищ у наносистемах. Коротко нагадаємо: з часу становлення фізики твердого тіла використовувані в електроніці матеріали описували інтегральними характеристиками (опір, провідність, коефіцієнт заломлення тощо). Однак із переходом до мезо- і нанорозмірів моделювання систем електроніки «від самого початку» потребувало вже застосування законів квантової механіки й нерівноважної статистичної термодинаміки.

Концепція «знизу – вгору» дозволила коректно описати низку транспортних явищ у мезо- і наносистемах [1–3], опис яких у рамках традиційного підходу «згори – вниз» при зменшенні розміру систем наражався б на принципові труднощі. У цій статті ми в рамках викладеного в [1,2] підходу лекційного курсу [3] розглядаємо основні поняття спітроніки. Електроніка другої половини ХХ століття ґрунтувалася на транспорті заряду електронів і управлінні ним електричними і магнітними полями (зарядова електроніка). Наприкінці 1980-х рр. почався бурхливий розвиток нового напрямку, базованого на тому, що електрони мають не тільки електричний заряд, але й спин і пов'язаний з ним магнітний момент. Цей напрям отримав назву спінової електроніки або спітроніки (від англійського *spin-transport*

*electronics* – електроніка з перенесенням спіну).

Серед робіт, що передбачили розвиток спінтроники, відзначмо піонерські дослідження М. І. Дьяконова і В. І. Переля, що показали можливість орієнтації спінів при протіканні струму [4], статтю М. Жюльєра з тунельного магнітоопору [5], працю А. Г. Аронова і Г. Є. Пікуса з інжекції спіну в напівпровідниках [6]. І нині, через 40 років після появи цих робіт, дослідження в області спінтроники проводять в області цих трьох основних ефектів – інжекції у той чи інший канал носіїв з певним напрямом спіну та управління в той чи інший спосіб напрямком їх поляризації при проходженні каналу, перемикання спін-поляризованим струмом орієнтації магнітного моменту феромагнітних елементів спінтронічних пристроїв і гігантського магнітоопору.

Практичний розвиток спінтроники почався в середині 1980-х років. Спершу Марк Джонсон і Річард Сілсбі спостерігали в 1985 році явище інжекції спін-поляризованих електронів з феромагнетика в немагнітний метал [7]. У 1988 році французький фізик Альбер Фер з колегами [8]<sup>1</sup>, і незалежно від нього німецький учений Петер Грюнберг (також з колегами) [9] відкрили явище гігантського магнітоопору (обоє були вшановані за це Нобелівською премією з фізики 2007 року, оскільки їхнє відкриття мало революційне значення для ущільнення запису інформації на магнітні носії). Нарешті 1990 року американські вчені індійського походження Супрійо Датта і Бісуоджит Дас висунули ідею спінового польового транзистора [10].

Загальна структура будь-якого пристрою спінтроники включає три головні елементи: спіновий інжектор (який створює потік спіново поляризованих електронів), спіновий детектор і між ними – елемент управління спіновим потоком (це можна робити зовнішнім полем або ж використовуючи спін-орбітальну

взаємодію). Разом вони утворюють спіновий вентиль, роботу якого ми докладно розглянемо нижче.

Спінову поляризацію можна реалізувати через ефект Зеемана у сильних магнітних полях і при низьких температурах (тоді електрони з незаповненої оболонки «сядуть» на нижній з розщеплених рівнів із визначеним значенням проекції спіну), або ж нерівноважними методами, шляхом інжекції з провідного феромагнетика, у якому носії провідності суттєво поляризовані. При цьому спінова поляризація носіїв, що потрапили в немагнітний метал (або напівпровідник) розпадається там за т.з. «час життя напрямку спіну». В парамагнітному металі величина цього часу складає порядку наносекунди, у напівпровіднику може бути на багато порядків більшою:  $10^{-3} - 10^{-6} c$ .

Перевага спінтроники полягає в тому, що кремнієві процесори в найближчі десять-п'ятнадцять років досягнуть межі своїх можливостей, тому саме зараз необхідно шукати інші фізичні принципи, на яких будуть побудовані швидкодіючі пристрої з низьким енергоспоживанням і тепловиділенням. У спінтронічних пристроях переорієнтація спіну практично не вимагає витрат енергії, а в проміжках між операціями пристрій відключається від джерела живлення. Якщо змінити напрям спіну, то кінетична енергія електрона не зміниться. Це означає, що тепло майже не виділяється. Швидкість зміни орієнтації спіну дуже висока – переорієнтація здійснюється (у певних випадках) за декілька пікосекунд.

**Гігантський магнітоопір.** Явище магнітоопору – зміни опору металів при прикладанні магнітного поля – було відкрито Вільямом Томсоном (лордом Кельвіном) у 1856 році. Фізична причина цього явища стала зрозуміла вже в ХХ столітті, після побудови сучасної теорії провідності, а його величина залежить від домінуючого механізму розсіяння носіїв (на домішках або на фононах). Проте для реально досяжних полів відносна зміна опору при цьому не перевищує для більшості матеріалів кількох відсотків.

Гігантський магнітоопір було відкрито в нових шаруватих структурах, де два шари феромагнетика (у перших експериментах це було залізо) розділено тонким (порядку нанометра)

<sup>1</sup> Сьогодні в україномовній і російськомовній літературі усталилася традиція написання прізвища цього ученого як Ферт, що не відповідає французькій вимові цього прізвища. Ми дотримуватимемося далі написання Фер, що відповідає академічним правилам транслітерації іноземних імен і прізвищ українською мовою.

прошарком парамагнетика (в перших експериментах – хрому). При температурі нижче 38°C металічний хром переходить у антиферомагнітний стан, але його електрони провідності залишаються не поляризованими по спіну. Отже, далі ми будемо нехтувати антиферомагнітним станом Cr і говорити про нього, як про парамагнітний.

У звичайному металі електронні стани, двічі вироджені за проекцією спіну, розщеплюються у зовнішньому магнітному полі  $H$  на величину  $\Delta E = 2\mu_B H$  ( $\mu_B$  – магнетон Бора), яка набагато менша ( $\approx 0.116$  меВ у полі 1 Т) за енергію Фермі ( $1 \div 2$  еВ). Це веде до малої температурно-незалежної парамагнітної сприйнятливості Паулі і до дуже малої спінової поляризації. Натомість у феромагнетика на магнітні моменти електронів провідності діє вже не стільки зовнішнє магнітне поле  $H$ , як обмінне поле з боку системи інших електронів, переважно локалізованих на внутрішніх оболонках атомів. Зазвичай, у феромагнетика розглядають дві підсистеми електронів – «майже локалізованих» на внутрішніх оболонках  $3d$  іонів і «майже вільних», які відповідають за провідність ( $s$ ,  $p$  або  $sp$  гібридизований стан). Зовнішнє магнітне поле орієнтує сумарну намагніченість феромагнетика і, як наслідок, обмінне поле, що діє на електрони провідності з боку підсистеми цих локалізованих, феромагнітно орієнтованих за спіном електронів, орієнтується паралельно зовнішньому. Розщеплення станів електронів провідності із різними проекціями спіну  $\Delta E = 2\mu_o H_{exch}$  ( $H_{exch}$  – ефективне обмінне поле, паралельне зовнішньому полю в разі насичення намагніченості феромагнетика, але на 3 порядки більше від нього) за порядком величини стає порівняне з температурою Кюрі феромагнітного металу і з енергією Фермі (див рис.1).

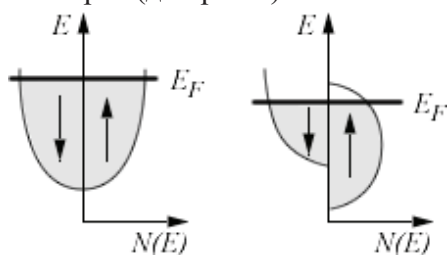


Рис. 1. Густина станів електронів провідності у звичайному металі (рисунок ліворуч) і у феромагнетика (рисунок праворуч) в залежності від енергії.

Треба зауважити, що у відсутності зовнішнього магнітного поля, феромагнетик, зазвичай, розбивається на домени з різною орієнтацією намагніченості в них, так, що сумарна намагніченість багато-доменного зразка наближається до нуля. У кожному з доменів, характерні розміри яких більші за довжину пробігу електронів, густина станів електронів із спінами, різно-орієнтованими відносно напрямку намагніченості цього домену, така, як на рис. 1 праворуч, але всі електрони зразка, за сукупністю доменів, майже не мають переважної спінової поляризації. У насичуючому магнітному полі намагніченості у всіх доменів стають однаково орієнтованими вздовж поля і рис.1 (праворуч) стає правильним для зразка в цілому.

Показана на рис.1 схема є певним спрощенням, оскільки, наприклад, для феромагнітних  $3d$  металів (Fe, Ni, їх сплави і сполуки, що є металами) наближення розділених зон локалізованих ( $3d$ ) і провідних ( $s$ ) електронів виконується не дуже добре. Зазвичай, зони  $3d$  і  $s$  електронів перекриваються, гібридизуються. Але якісна сторона розгляду, описана вище і відбита на рис.1 (праворуч) залишається правильною.

Електричний струм у намагніченому до насичення (або виготовленому спеціальним чином у одно-доменному стані) феромагнітному металі складається з двох різних, але перемішаних у просторі потоків – електронів зі спінами, орієнтованими за напрямком намагніченості, і проти нього. Ці два типи електронів “відчувають” з боку металу різний опір – ті, спіни яких орієнтовані за полем (за намагніченістю), розсіюються менше, аніж ті, спіни яких орієнтовані проти поля.

Фізичною причиною цього є різна густина електронних станів на рівні Фермі для спінів, направлених у зазначені сторони. Для якісного пояснення цього треба дещо відійти від спрощеної картини рис.1 (праворуч) і детальніше обговорити вплив гібридизації зон на густина станів. Прийнято говорити про «спінову меншість» електронів (*minority-spin electrons*) для тієї частини гібридизованої зони, яка заповнена менше (на рис. 1 праворуч спіни в ній

направлено вниз) і про «спінову більшість» (*majority-spin electrons*) для другої частини, яка заповнена більше (на рис. 1 праворуч спіни в ній направлено вгору). Рівень Фермі для всіх електронів один і той самий. Але енергетичні зсуви різних компонент гібридизованих *sp*- і *d*-зон для електронів спінової «більшості» і «меншості» виявляються різними. Внаслідок цього рівень Фермі для «більшості» електронів потрапляє в гібридизовану *sp*-зону і їхній рух подібний до руху в немагнітному матеріалі. Для «меншості» електронів цей рівень потрапляє в гібридизовану *spd*-зону, яка характеризується великою густиною станів, і наслідком цього є зменшення довжини вільного пробігу електронів, а, отже, зменшення провідності і збільшення електричного опору. Вперше це було підтверджено експериментально в роботі 1968 року, одним з авторів якої був і Альбер Фер – один із пізніших відкривачів гігантського магнітоопору [11].

Спрощена схема досліду, в якому було відкрито гігантський магнітоопір [8, 9], зображена на рис. 2. Два мікроразки феромагнетика заліза розділено прошарком парамагнітного хрому завтовшки приблизно в нанометр. За відсутності зовнішнього поля мікроразки заліза, завдяки їх взаємодії, знаходяться у станах з намагніченостями, орієнтованими в протилежні сторони (наприклад, вже дипольно-дипольна взаємодія буде вести до цього, щоб так само, як при утворенні доменів, мінімізувати поле поза межами структури). Тому орієнтація спінів «більшості» у правому зразку стає орієнтацією «меншості» в лівому і електрони з такою орієнтацією спінів зазнають там більшого розсіяння. Якщо ж прикласти до зразка зовнішнє поле, то обидва зразки намагнітяться в одному напрямку (незалежно від напрямку зовнішнього поля!) Тоді орієнтація спінів «більшості» у правому зразку залишатиметься орієнтацією спінів «більшості» і в лівому, й інтенсивність розсіяння для цих електронів, коли вони перейдуть з правого контакту у лівий, буде менша.

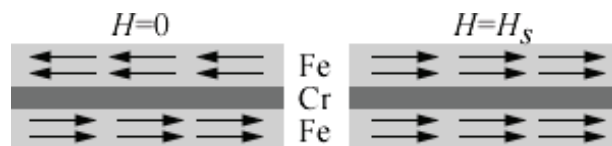


Рис. 2. Система феромагнетик–парамагнетик–феромагнетик, у якій спостерігався гігантський магнітоопір.

Таким чином, прикладанням зовнішнього поля можна змінювати опір зображеної системи. При цьому залежність зміни опору від поля симетрична (неважливо, в якому напрямку поле прикладати). Для параметрів товщин заліза (3 нм) і проміжку хрому (0.9 нм) при полях 2 Т вдалося досягнути зменшення опору майже вповнину (рис. 3).

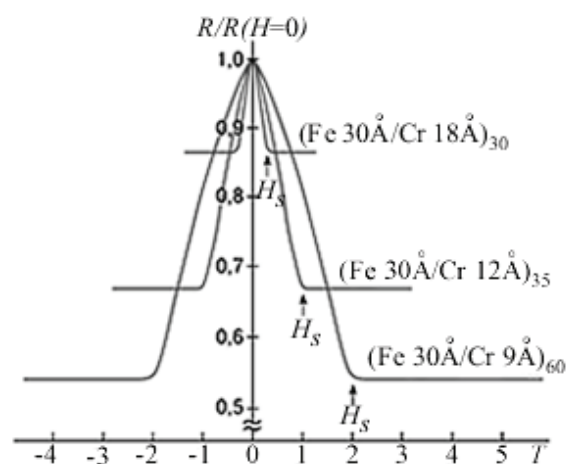


Рис. 3. Залежність величини опору системи феромагнетик–парамагнетик–феромагнетик від магнітного поля і параметрів шарів.

Аналогічно виявляє себе тунельний магнітоопір. Тут шари феромагнетика розділяє не метал-парамагнетик, а діелектрик, крізь який відбувається тунелювання електронів. Але тут різниця опору для випадків різної взаємної орієнтації лівого і правого контактів додатково залежить ще й від різної ймовірності тунелювання для цих двох випадків.

**Гігантський магнітоопір у надгратках і наносистемах.** Реальні досліди Петера Грюнберга здійснювалися не в одиночних структурах типу зображеної на рис. 2, а в надгратках.

При правильному доборі товщини й матеріалу парамагнетика матиме місце картина, зображена на рис. 4.

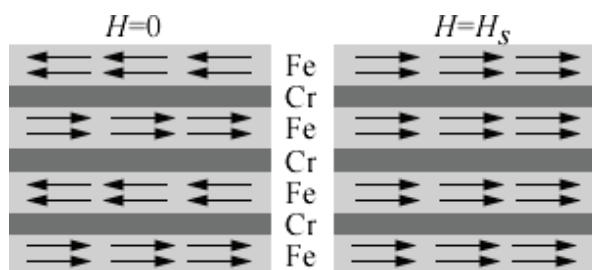


Рис. 4. Надгратка залізо–хром, у якій спостерігався гігантський магнітний опір (ліворуч – без магнітного поля, праворуч – у сильному полі насичення, яке «розвертає» магнітні моменти всіх феромагнітних шарів в один бік).

При протіканні струму через таку систему так само спостерігатиметься ефект гігантського магнітоопору: опір у присутності магнітного поля виявиться суттєво меншим, ніж з полем.

Нарешті, пізніше ефект було реалізовано й для системи нанорозмірних вкраплень феромагнетика (кобальту) у немагнітний метал (мідь). При цьому система, на відміну від попередніх випадків, геометрично є цілком ізотропною. Однак прикладання поля призводить до перемагнічування всіх феромагнітних вкраплень (гранул) Co в один бік, що так само зменшує опір системи.

Проте, коли наночастинки феромагнетика стають достатньо малими ( $\sim 10$  нм), вони починають переходити у т.з. «суперпарамагнітний» стан (побутовою мовою: розмагнічуватися) через те, що енергія теплових флуктуацій стає одного порядку з енергією  $\sim M^s H_a$  ( $M^s$  – намагніченість насичення феромагнетика,  $H_a$  – поле анізотропії, яке орієнтує магнітний момент у певному напрямі). Тому використовують матеріали з більшим значенням намагніченості насичення  $M^s$ , або з більшою анізотропією. Однак при ще менших розмірах швидко в часі реорієнтація магнітного моменту частинки відбувається вже не шляхом класичного термоактивованого проходження над бар'єром, а квантового тунелювання через

тонкий бар'єр, що, очевидно, кладе межу для мініатюризації систем, базованих на такому принципі.

**Застосування ефекту гігантського магнітоопору.** У оголошенні Нобелівського комітету про присудження премії з фізики за 2007 рік Петеру Грюнбергу й Альберу Феру значну увагу приділено тому, що використання ефекту гігантського магнітоопору призвело до різкого збільшення густини запису на жорстких дисках. Адже надгратка з гігантським магнітоопором є компактним, швидким, чутливим і, нарешті, дуже простим датчиком магнітних полів. Розташована над платівкою жорсткого диску, що швидко обертається, така надгратка відстежує магнітні поля бітів інформації, що пролітають під нею, і відразу ж перетворює їх на зміну опору для прикладеного ззовні струму за рахунок перемагнічування частини спінового вентиля.

Перші зчитувальні головки на основі ефекту гігантського магнітоопору були випущені в 1997 році компанією ІВМ і зараз вони використовуються практично у всіх жорстких дисках. Сфера застосування ефекту весь час розширюється. Окрім технологій читання жорстких дисків, спінові клапани на основі ефекту гігантського магнітоопору використовуються в гальванічних ізоляторах (забезпечуючи розв'язку ланцюгів по живленню і земляній шині). Такий ізолятор працює в 10 разів швидше від сучасних оптичних.

На основі ефекту тунельного магнітоопору зараз створюють енергонезалежну магніторезистивну пам'ять (MRAM, Magnetoresistive Random Access Memory). На рис. 5 зображено схему елемента магніторезистивної пам'яті створеного фірмою Motorola. Для зберігання інформації MRAM використовує явище гістерезису, а для зчитування – тунельний магнітоопір. Вона функціонує подібно до напівпровідникової статичної пам'яті (SRAM), проте її важливою особливістю є здатність зберігати дані при вимкненому живленні. Якщо таку пам'ять використовувати в персональних комп'ютерах, то вони не вимагатимуть виконання досить тривалої процедури завантаження при вмиканні.

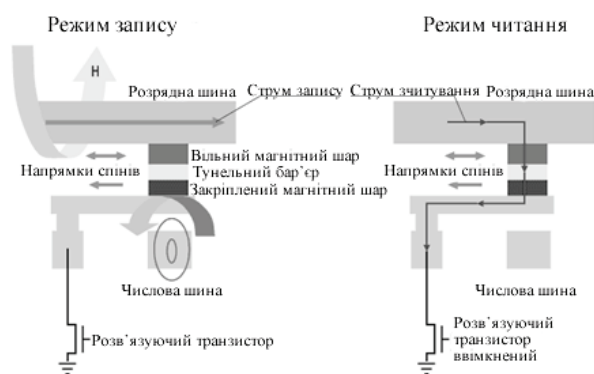


Рис. 5. Комірка MRAM. У «вільному» магнітному шарі напрям намагніченості може змінюватися, у «закріпленому» магнітному шарі він фіксований.

Основними елементами комірки пам'яті MRAM є взаємно перпендикулярні розрядна (bit line) і числова (word line) шини, між якими розташовується структура тунельного магнітоопору. При операції запису по шини пропускається електричний струм, що створює магнітне поле, яке змінює напрям намагніченості відповідних елементів жорсткого магнітного диску. Ці зміни надалі утримуються коерцитивною силою зазначених елементів. При зчитуванні ці елементи проходять під зчитувальною голівкою і створене ними магнітне поле змінює напрям намагніченості у «вільному» феромагнітному шарі магніторезистивної голівки, роблячи його або паралельним, або антипаралельним «закріпленій» намагніченості фіксованого шару (її забезпечують обмінним зсувом за рахунок інтерфейсу «антиферомагнітний прошарок» - «феромагнітний шар» з попередньо орієнтованим вектором антиферомагнетизму першого з них). При цьому спінополяризований струм, що виходить з закріпленого шару, передає момент обертання (*torque*) спінам вільного шару, обертаючи його момент «під себе». Це змінює опір комірки, що може бути інтерпретовано як двійкові 0 або 1.

**Спіновий польовий транзистор.** У 1990 році Супрійо Датта і Бісуджит Дас запропонували [10] модель спінового польового транзистора (Spin Field-Effect Transistor / SFET), принципову схему якого зображено на рис. 6.

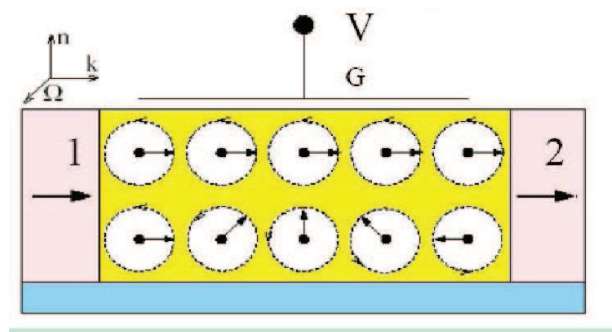


Рис. 6. Спіновий польовий транзистор Датти і Даса. Витік (спіновий інжектор, 1) і стік (спіновий детектор, 2) є феромагнітними провідниками (металами або напівпровідниками) з паралельними намагніченостями.  $G$  – затвор, до якого прикладено напругу  $V$ .

У звичайному польовому транзисторі напруга, що прикладається до затвора, управляє величиною струму між виток і стоком. У SFET Датти і Даса виток і сток повинні служити феромагнетиками з паралельно орієнтованими спінами електронів, сполучені вузьким напівпровідниковим каналом. Спіни електронів, що інжектуються у канал, паралельні до магнітних полів виток і стоку. Таким чином, від виток до стоку тече спінополяризований струм. При цьому електрони повинні рухатися в короткому каналі не розсіюючись зі швидкістю Фермі, що за порядком величин становить 1% від швидкості світла у вакуумі. Величина струму регулюється за допомогою прикладеної до затвора напруги.

Головна ідея SFET полягає в наступному. Якщо перейти в систему відліку, пов'язану з електроном, то, згідно до спеціальної теорії відносності, в ній з'являється спін-орбітальна взаємодія, яка за змістом є створюване у  $(v/c)^2$  релятивістському наближенні магнітне поле

$$\vec{H} = [\vec{v} \times \vec{E}]$$
, котре діє на спін електрона, де  $\vec{v}$  – швидкість руху електронів,  $\vec{E}$  – електричне поле, створене прикладеним до затвора потенціалом. Спін-орбітальна взаємодія, що зв'язує спінову підсистему квантової релятивістської системи з її координатною підсистемою, добре відома у атомах, де електрони рухаються у поперечному до їх швидкості електричному

полі ядра. При достатній величині цього спіно-орбітального магнітного поля (таким чином, швидкість руху електронів у даному випадку вельми суттєва) спіни електронів змінюють орієнтацію на протилежну. В результаті опір каналу зростає і струм зменшується.

Варто відзначити, що для присутності ефекту спіно-орбітальної взаємодії не в атомі, а для «вільних» електронів у напівпровіднику або металі, система повинна бути інверсійно асиметричною. Напівпровідники можуть мати структурно обумовлену асиметрію. Спін орбітальна взаємодія у таких напівпровідниках має у літературі назву спіно-орбітальної взаємодії Дрессельхауза [12]. Але можливий випадок, коли з інверсійно-симетричного кристала створюється асиметрична структура. Таким, наприклад, є канал SFET Датти і Даса, коли до затвору прикладена напруга, що створює електричне поле в каналі. Спін-орбітальну взаємодію у випадку структурно-індукованої асиметрії називають у літературі «спін-орбітальною взаємодією Рашби» [13]. Саме вона, як передбачали Датта і Дас, має працювати у їхньому SFET.

Однак експериментальна реалізація цієї ідеї наразилася на великі труднощі. І лише наприкінці 2010 року велика група дослідників з різних країн на чолі з американським фізиком Джайро Сінова повідомила про створення SFET, здатного працювати при кімнатній температурі [14].

Ефект, що був використаний ними, дещо відрізняється від попереднього. Як відомо, на електрон, що рухається у магнітному полі, діє сила Лоренца, що примушує його змінювати напрямок руху. Спінова поляризація електрона на силу Лоренца не впливає. Це призводить до виникнення ЕРС у напрямі, поперечному і рухові електронів, і магнітному полю. Це звичайний ефект Холла, відкритий ще в XIX столітті. Але М. Дьяконов і В.Перель у 1971 р. передбачили [4], що, навіть за відсутності магнітного поля, електрони будуть відхилятися переважно праворуч, або переважно ліворуч при розсіянні на домішках, залежно від орієнтації їх спінів, завдяки тому ж ефектові спіно-орбітальної взаємодії.

Цей ефект отримав назву «зовнішнього» (бо відбувається завдяки домішкам) спінового ефекту Холла (СЕХ). Він добре вивчений експериментально. Спіновий ефект Холла може мати місце і без домішок («внутрішній» СЕХ); він також був спостережений експериментально (див. напр. [15]). Зазвичай, при русі через платівку не поляризованих за спіном електронів, виникає накопичення спінової поляризації на поперечних краях платівки. При русі спіно-поляризованих електронів через платівку у напрямку, поперечному до цього руху, буде виникати електрорушійна сила, подібна до холлівської, але обумовлена СЕХ. Цей ефект ще до появи теорії СЕХ спостерігали при вимірюваннях ефекту Холла у феромагнетиках, і він отримав назву «аномального ефекту Холла» (АЕХ). Саме АЕХ фактично й був використаний у роботі Сінови і його колег [14].

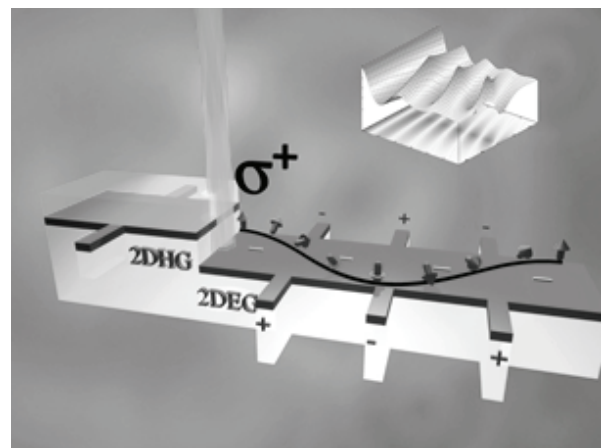


Рис. 7. Спіновий польовий транзистор Сінови для кімнатних температур. Затвор над електронним каналом (не зображено) контролює проходження випадково поляризованих за спіном електронів (врізка праворуч згори). Вихідний сигнал міряється холлівськими контактами.

Поруч із транзисторним каналом розташовувався спеціально створений планарний фотодіод (на рис. 7 ліворуч). Таким чином, у напівпровідниковий канал транзистора інжектувалися не строго спіно-поляризовані, а звичайні фотозбуджені електрони. Напругу, що контролювала проходження спінів завдяки ефектам спіно-орбітальної взаємодії, приклали до затвору над каналом. Завдяки «реля-

тивістському» спін-орбітальному магнітному полю в каналі виникав поперечний сигнал (сигнал СЕХ у присутності спінової поляризації, або сигнал АЕХ), що залежав від локальної орієнтації спінів електронів, які через цей канал проходили. Саме цей сигнал вимірювали. Він виявився достатньо великим навіть при кімнатних температурах і лінійно залежав від ступеню кругової поляризації падаючого світла, яка визначала ступінь спінової поляризації фотоелектронів. Таким чином, новий пристрій, що отримав назву транзистора на спіновому ефекті Холла, може працювати і як поляриметр, що дозволяє отримати електричний сигнал, пропорційний ступеню циркулярної поляризації світла.

Новий пристрій потенційно може мати багато застосувань, пов'язаних з детектуванням спінів без залучення власне ферромагнітних елементів. З його допомогою можна буде визначати вміст хіральних молекул у розчинах (наприклад, для швидкого вимірювання вмісту цукру в крові пацієнта чи в вині під час його ферментації).

З наведених прикладів видно, що спінтроніка сьогодні перетворилася на потужну інтердисциплінарну галузь на межі фізики твердого тіла, інших розділів фізики та інженерії. Виклад основних етапів розвитку спінтроніки й ефектів, які при цьому вивчаються, дано, наприклад, в оглядовій статті [16].

**Основні поняття спінтроніки.** Основними поняттями, якими оперують під час досліджень у спінтроніці, є спіновий вентиль, межовий опір, потенціали спінів і різниця нелокальних спін-потенціалів, спіновий момент і спіновий транспорт.

Основним приладом спінтроніки й понині залишається спіновий вентиль (spin valve), який добре чи погано пропускає електричний струм у залежності від його спінової поляризації і взаємної орієнтації намагніченостей двох магнітних елементів пристрою. В найпростішому випадку він складається з двох ферромагнітних (ФМ) контактів, що проводять струм, розділених достатньо тонким каналом транспорту електронів (спейсер / spacer).

Спейсер може бути металевим, але не феро-, а парамагнітним (таку систему зображено на рис. 2), може бути діелектриком, його роль можуть виконувати окремі молекули, кластери і будь-які нанорозмірні структури. Перенесення електронів по спейсеру зазвичай балістичне або тунельне. Один з ферромагнітних контактів (він іменується вільним / free) характеризується малим полем анізотропії і легко змінює напрям своєї намагніченості під дією зовнішнього магнітного поля відповідної орієнтації, або внаслідок передачі його спіновій системі магнітного моменту обертання від спін-поляризованого струму, що входить у нього. Інший ферромагнітний контакт (його називають закріпленим / pinned) характеризується істотно більшим полем анізотропії і вимагає істотно сильніших полів для зміни своєї намагніченості. Сильна магнітна анізотропія закріпленого контакту може бути властивою йому за природою або ж наведеною в процесі виготовлення.

Для спінового вентиля характерна сильна залежність електричного опору при протіканні струму між магнітними контактами від взаємної орієнтації намагніченості контактів: при паралельній орієнтації ( $P$ ) опір значно менший, ніж при антипаралельній орієнтації ( $AP$ )

$$R_P < R_{AP}. \quad (1)$$

Виявом цього, наприклад, є залежність величини гігантського магнітоопору від зовнішнього прикладеного поля, зображена на рис. 3. Адже оскільки орієнтація намагніченості вільного ферромагнітного контакту може мінятися під дією зовнішнього магнітного поля, то це приводить до сильної залежності опору провідника між контактами від прикладеного магнітного поля.

Описати експериментально спостережувану нерівність опорів (11) формально можна на основі двохканальної моделі Мотта [17, 18], в якій перенесення електронів «спінової більшості» (напрямок спіну паралельний до намагніченості) і «спінової меншості» (напрямок спіну антипаралельний до намагніченості) умовно здійснюється по двох незалежних спінових підзонах (рис. 8) в умовах відсутності розсія-

ня з переворотом спіну, до розгляду якого ми повернемося пізніше. Електрон з певної підзони одного контакту може тунелювати тільки в таку ж підзону другого контакту. Якщо намагніченість контактів паралельна, то ймовірність такого тунелювання набагато більша, а електричний опір – відповідно менший, ніж у разі антипаралельної намагніченості контактів [11]. Розглянемо ситуацію докладніше.

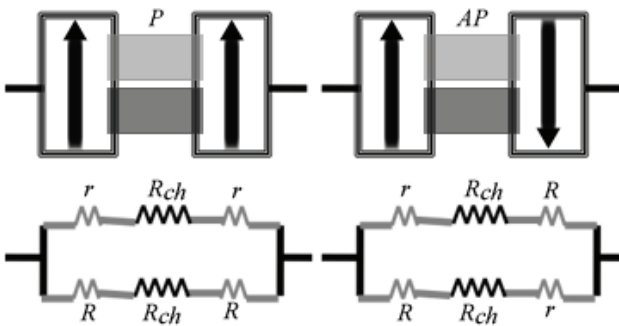


Рис. 8. Паралельна і антипаралельна орієнтації намагніченості контактів спінового вентиля і відповідні еквівалентні схеми опору для носіїв заряду зі «спінової більшості» (ліворуч) і «спінової меншості» (праворуч). Канал транспорту електронів умовно розбитий на дві спінові підзони – для електронів зі спіном «вгору» підзона зафарбована світлосірим, а зі спіном «вниз» – темносірим кольором.

Кількісну оцінку нерівності (1) можна отримати в моделі, згідно з якою спінова підзона має різний опір на межі з контактом залежно від того, йдеться про перенесення спінів, паралельних («спінова більшість») або ж антипаралельних («спінова меншість») до намагніченості контактів. Опір межі спейсер – контакт для спінів «більшості» менший, аніж для «меншості» ( $r < R$ ). Відповідні еквівалентні схеми опору зображені на рис. 8. Заради повноти, врахований також невеликий, але скінченний опір каналів підзон  $R_{ch}$ .

З елементарної теорії електричних кіл для паралельної орієнтації намагніченості контактів маємо:

$$R_p = \left( \frac{1}{2r + R_{ch}} + \frac{1}{2R + R_{ch}} \right)^{-1} = \frac{(2r + R_{ch})(2R + R_{ch})}{2(R + r + R_{ch})}, \quad (2)$$

а для антипаралельної орієнтації:

$$R_{AP} = \frac{r + R + R_{ch}}{2}. \quad (3)$$

Якість спінового вентиля визначається відмінністю між  $R_p$  і  $R_{AP}$ . Можна очікувати, що якість вентиля буде вищою, якщо опором самого каналу можна знехтувати ( $R_{ch} \ll r, R$ ). Тоді ця якість визначається лише опорами меж контакт – канал:

$$R_p = \frac{2rR}{r + R}, \quad (4)$$

$$R_{AP} = \frac{r + R}{2}, \quad (5)$$

звідки з умови  $R > r$  відразу випливає нерівність (1).

У випадку  $R_{ch} \rightarrow 0$  отримуємо максимально можливе значення магнітоопору (MR)

$$MR \equiv \frac{R_{AP} - R_p}{R_p} = \frac{R_{AP}}{R_p} - 1 = \frac{(r + R)^2}{4rR} = \frac{\left( \frac{R - r}{R + r} \right)^2}{1 - \left( \frac{R - r}{R + r} \right)^2}. \quad (6)$$

Поляризація ФМ контакту визначається як

$$P \equiv \frac{R - r}{R + r} \quad (7)$$

і є мірою його ефективності. Тоді магнітоопір за умови  $R_{ch} = 0$  записується як

$$MR = \frac{P^2}{1 - P^2}. \quad (8)$$

Залежність MR від опору каналу  $R_{ch}$  зображена на рис. 9. Звертає на себе увагу швидке занулення MR зі зростанням опору каналу, нормованого до сумарного опору меж канал – контакт.

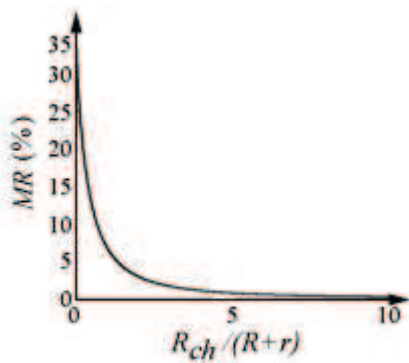


Рис. 9. Падіння MR зі зростанням нормованого опору каналу при поляризації  $P = 0.5$ .

Вираз (8) для MR справедливий для металевих парамагнітних провідників. В цьому випадку сумарний опір двох послідовно сполучених опорів  $R_1$  і  $R_2$  дорівнює сумі цих опорів  $R_1 + R_2$ . Якщо ж провідником є діелектрик, то має місце магнітний тунельний перехід (МТП), а опір двох послідовно сполучених опорів  $R_1$  і  $R_2$  пропорційний добуткові цих опорів  $KR_1 \cdot R_2$ , ( $K$  – множник пропорційності, який має розмірність провідності), що є наслідком фізики тунельних провідників. У цьому випадку для паралельної орієнтації намагніченостей контактів маємо:

$$R_p = \frac{Kr^2 R^2}{r^2 + R^2}, \quad (9)$$

а для антипаралельної:

$$R_{AP} = \frac{KrR}{2}. \quad (10)$$

Звідси одержуємо:

$$\frac{R_{AP}}{R_p} = \frac{r^2 + R^2}{2rR} = \frac{(R+r)^2 + (R-r)^2}{(R+r)^2 - (R-r)^2} = \frac{1+P^2}{1-P^2}, \quad (11)$$

а магнітоопір МТП дорівнює:

$$MR = \frac{2P^2}{1-P^2}. \quad (12)$$

Це значення відрізняється вдвічі від магнітоопору металевих провідників (8).

**Опір межі канал – контакт і незбіг мод провідності.** Спочатку у спінових вентилях використовували металеві спейсери, наприклад, хромові чи мідні. Проте, виявилось, що для багатьох застосувань краще надаються непровідні оксиди в режимі МТП, забезпечуючи вищі значення MR. Спроби використовувати напівпровідникові спейсери (в яких спінова поляризація може зберігатися значно довше, аніж у металі) були невдалими приблизно до 2000 року, коли зрозуміли, що причина невдач криється у високих значеннях  $R_{ch}$  порівняно з сумою  $(r + R)$ , що призводить до низьких значень MR. [19]. Вихід був знайдений у збільшенні опорів  $r$  і  $R$  за рахунок додаткових бар'єрних шарів на межах з контактами (рис. 10). Зараз це стандартна процедура при роботі з напівпровідниковими каналами.

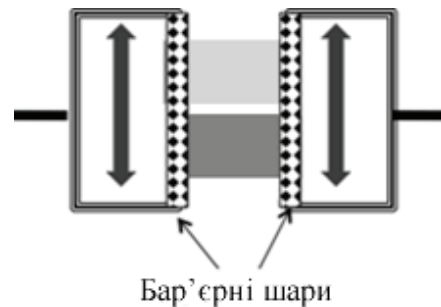


Рис. 10. Додаткові бар'єрні шари з метою збільшити опори меж контакт – канал при інжекції спінів у напівпровідниковий канал провідності.

Бар'єрні шари збільшують опори  $r$  і  $R$ , зменшуючи тим самим відношення  $R_{ch}/(r + R)$  і збільшуючи MR (рис. 9). Проте, якби справа була тільки в цьому, то можна було б зменшити товщину спейсера настільки, щоб перейти в балістичний режим транспорту ( $L \ll \lambda$ ). Ця ідея не знайшла, проте, експериментального втілення, і за тим стоїть вагома фізична причина.

В рамках концепції «знизу – вгору» для опису струму через канал провідності (у «балістичному» випадку, коли електрон проходить такий канал без розсіяння, його добре описує модель «пружного резистора», запропонована в 1957 р. Рольфом Ландауером [1, 20]) принципово важливими є два поняття: густина елек-

тронних станів  $D(E)$ , що залежить від енергії, і хімічний потенціал  $\mu$  (масивні контакти до провідного каналу перебувають у термодинамічній рівновазі і тому можуть бути описані певним хімпотенціалом).

Оскільки провідність «пружного резистора» виявилася квантованою і дорівнює  $\frac{q^2}{h} M$ ,

де  $M$ , за певних умов, ціле, вводять також поняття числа мод провідності  $M$ , де кожній з незалежних мод відповідає провідність  $q^2/h$  ( $q$  – заряд електрона,  $h$  – стала Планка). Коротко проілюструємо причину виникнення такого квантування і суть поняття числа мод провідності на найпростішому прикладі одновимірного пружного резистора – так званого «квантового дроту» з поперечним перерізом  $a_x \times a_y$ .

Вважатимемо, що рух електрона в площині  $xy$  обмежений наявністю нескінченно високого потенціалу вигляду

$$\begin{aligned} V(x, y) &= 0, 0 < x < a_x, 0 < y < a_y; \\ V(x, y) &= \infty, x \leq 0, x \geq a_x, y \leq 0, y \geq a_y. \end{aligned} \quad (13)$$

Водночас уздовж осі  $z$  електрон з ефективною масою  $m$  рухається вільно. Тоді енергетичний спектр такого електрона в квантовому дроті матиме вигляд:

$$E_{n_1, n_2}(k) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m} \left( \frac{n_1^2}{a_x^2} + \frac{n_2^2}{a_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, n_1, n_2 = 1, 2, 3, \dots \quad (14)$$

Тут  $k$  – квазіхвильовий вектор вздовж осі  $z$ . Далі знайдемо густину станів одновимірного електронного газу  $D(E)$ . Для простоти в подальших формулах ми розглядатимемо лише найнижчий з квантових рівнів, описуваних (14). Фізично цьому відповідає ситуація низьких концентрацій електронів, коли заповнений тільки цей рівень.

Кількість електронних станів у проміжку енергій  $[E, E + dE]$  (якому відповідає інтервал квазіхвильових векторів  $[k, k + dk]$ ) можна записати як:

$$D(E)dE = D(k)dk. \quad (15)$$

У одновимірному квантовому дроті дозволені значення квазіхвильового вектора розташовані з періодичністю  $2\pi/L$  (це є наслідком того, що на довжині квантового дроту  $L$  має вкластися ціле число довжин де-Бройлівської хвилі електрона). З урахуванням цього маємо:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{dk}{dE}. \quad (16)$$

Враховуючи відомий вираз для групової швидкості електрона

$$v(E) = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}, \quad (17)$$

остаточно з (16) одержуємо:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi\hbar v(E)}. \quad (18)$$

З цього виразу відразу впливає нетривіальний результат квантування провідності у одновимірних квантових дротах. Справді, розгляньмо одновимірний пружний резистор між двома масивними ідеальними контактами, які характеризуються хімпотенціалами  $\mu_1$  і  $\mu_2$ , причому різниця цих хімпотенціалів зумовлена прикладеною напругою  $V$ :

$$\mu_1 - \mu_2 = qV. \quad (19)$$

Тут  $q$  – заряд електрона. Як ми докладно показали в [1], ця різниця хімпотенціалів призводить до протікання через пружний резистор струму  $I$ , який можна записати через швидкість електронів  $v(E)$  і їхню концентрацію, яку в свою чергу можна записати як добуток густини станів (18) на енергетичний проміжок  $qV$ :

$$I = qv(E)D(E)qV = \frac{q^2}{h} V. \quad (20)$$

Таким чином, струм через пружний резистор виявляється незалежним від швидкості електронів, а відношення

$$\frac{I}{V} \equiv G_o = \frac{q^2}{h} \quad (21)$$

називають квантом провідності (обернена до нього величина  $R_0 = 1/G_0 = 25,812807$  кОм отримала назву сталої Клітцинга на честь Клауса фон Клітцинга, який 1980 році відкрив явище квантування Холлівського опору в двовимірних системах при низьких температурах і в сильних магнітних полях [1]).

Проте, якщо концентрації електронів достатньо високі, в провідності беруть участь електрони й на вищих квантових рівнях, описуваних виразом (14). Ці квантові рівні зумовлені обмеженістю руху в поперечному до струму напрямку, тому говорять про поперечні моди (*transverse modes*), або ж про моди провідності [3]. Вважаючи, що проходження струму через пружний резистор ідеально балістичне, розсіяння відсутнє, а всі  $M$  мод, що беруть участь у провідності, діють паралельно [1], остаточно для загальної провідності пружного резистора отримаємо:

$$G = \frac{q^2}{h} M. \quad (22)$$

Цей вираз є одним із записів формули Ландауера [20]. Квантування провідності для систем вищої вимірності докладно розглянуто нами в [1]. Зауважмо, що вирази (21), (22) отримано без урахування виродження електронів. Насправді ж отримані значення для провідності треба помножити ще на  $g$ -фактор – добуток спінової двійки на число еквівалентних долин. Для більшості металів і напівпровідників типу GaAs  $g=2$  і опір одновимірних пружних резисторів складає  $\sim 12,9$  кОм (половина сталої Клітцинга); для вуглецевих нанотрубок і графенових нанострічок  $g=4$  і відповідний опір складає  $\sim 6,45$  кОм. Ці теоретичні значення добре відповідають експериментові [20].

Відзначмо, що щодо цілого числа  $M$  використовується також термін «повне число каналів провідності» (див. напр. формулу Ландауера (6.15) в [20] та пояснення до неї). Однак в наших статтях [1, 2] ми слідом за [3] називаємо  $M$  числом мод провідності, залишивши термін «канали» для фізичних об'єктів, через які реально проходить струм (на відміну від математичної абстракції, якою є моди).

Відзначмо також, що чисельно квант провідності (21) збігається зі значенням мінімальної питомої провідності, яку може мати двовимірний неупорядкований метал у силу критерію Йоффе-Регеля. Однак цю величину було отримано в припущенні того, що існує певне критичне значення неупорядкованості, за якого метал переходить у діелектрик (див. напр. [21]) і вона має інший фізичний зміст, бо проведені вище викладки здійснено для абсолютно впорядкованої структури.

Далі ми будемо виходити з того, що у певній частині явищ і пристроїв, котрі використовуються у спінтроніці, рух носіїв струму може бути описаний як балістичний і одновимірний. Отже, у таких випадках, провідність має описуватись з урахуванням особливостей, притаманних властивостям пружного резистора. Там, де реальні умови не відповідають такому наближенню, ми будемо робити відповідні коментарі.

Густина станів  $D(E)$  спін-поляризованих електронів (з якою пов'язане число мод провідності  $M$  [1]) у звичайному каналі провідності і на одному з контактів спінового вентиля схематично показані на рис. 11. У звичайному каналі обидві спінові підзони однакові. В силу причин, про які вже говорилося (рис. 1), у спіновому вентилі стани «спінової меншості» зсунуті вгору по енергії, внаслідок чого число мод в околі енергії хімпотенціалу  $E = \mu_0$  менше для електронів «меншості» ( $M_{dn}$ ), ніж для «більшості» ( $M_{up}$ ). Чому будуть рівні при цьому опори межі канал – контакт?

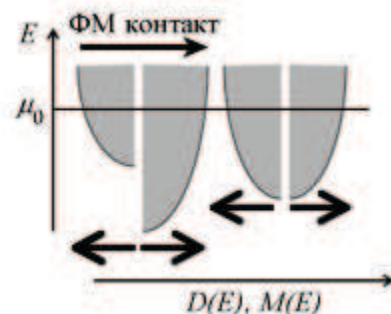


Рис. 11. Густина станів електронів, поляризованих за проекцією спіну «вниз» і «вгору», в одному з контактів спінового вентиля (ліворуч) і в звичайному каналі провідності (праворуч).

Далі буде показано (Додаток 2), що опір  $R_{int}$  контакту двох провідників з різним числом мод ( $M_1 > M_2$ ) дорівнює:

$$R_{int} = \frac{h}{2q^2} \left( \frac{1}{M_2} - \frac{1}{M_1} \right). \quad (23)$$

Якщо  $M_1 \gg M_2$  (випадок «доброго контакту»), то

$$R_{int} = \frac{h}{2q^2 M_2}. \quad (24)$$

Число мод  $M$  в каналі металевого провідника зазвичай має проміжне значення (рис. 12), в ідеалі ж слід прагнути:

$$M_{up} \gg M \gg M_{dn}. \quad (25)$$

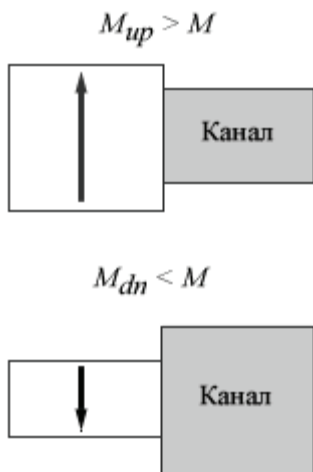


Рис. 12. ФМ контакт і металевий спейсер (канал). Стрілки вказують напрям спінової поляризації відповідної підгрупи електронів. Напрямок намагніченості в обох випадках відповідає стрілці на верхньому рисунку. Відносний розмір квадратиків символічно зображає співвідношення числа мод у контакті і в каналі.

Отже, ФМ контакт «добрий» для електронів «спінової більшості», але не для «спінової меншості»:

$$r = \frac{h}{2q^2} \left( \frac{1}{M} - \frac{1}{M_{up}} \right) \approx \frac{h}{2q^2 M} \quad .$$

$$R = \frac{h}{2q^2} \left( \frac{1}{M_{dn}} - \frac{1}{M} \right) \approx \frac{h}{2q^2 M_{dn}} \quad . \quad (26)$$

Число ж мод  $M$  в напівпровідниковому каналі (рис. 13) зазвичай менше від числа мод в обох ФМ контактах:

$$M_{up} > M_{dn} \gg M. \quad (27)$$

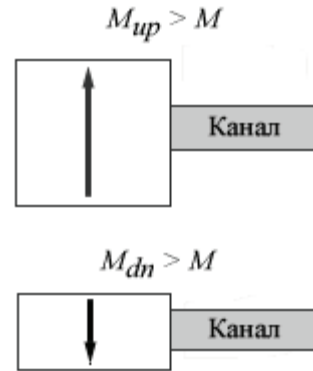


Рис. 13. Напівпровідниковий спейсер між двома ФМ контактами. Відносні розміри прямокутників символічно зображають співвідношення числа мод провідності.

Звідси ми одержуємо

$$r = R = \frac{h}{q^2 M}, \quad (28)$$

і тому поляризація  $P$  нульова.

Іншими словами, проблема інжекції спінів в напівпровідниковий канал спричинена не тільки високим опором каналу  $R_{ch}$  (який можна було б зменшити в режимі балістичного транспорту), але й тим, що втрачається відмінність між опорами  $R$  і  $r$  для обох напрямків спіну. Скажімо, якщо напівпровідниковий канал має 10 мод провідності, то йому «байдуже», чи має ФМ контакт 100 мод (спінова меншість), або ж 1000 мод (спінова більшість). І в тому, і в другому випадку нестачі електронів у каналі не буде.

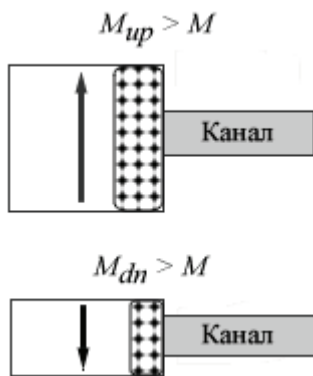


Рис. 14. Бар'єри на межі ФМ контактів і каналу провідності. Відносні розміри прямокутників символічно зображують співвідношення числа мод провідності.

За наявності бар'єрів на межі ФМ контакту і напівпровідникового каналу (рис. 14) опір меж уже не визначається формулою (23). У цьому випадку він пропорційний добутку густини станів, а, отже, і добутку числа мод по обидва боки від тунельного бар'єру, так що

$$r = K \cdot M_{up} M, R = K \cdot M_{dn} M, \quad (29)$$

де  $K$  – множник пропорційності, що має розмірність опору. Тепер поляризація  $P$  не залежить від числа мод у каналі:

$$P = \frac{M_{up} - M_{dn}}{M_{up} + M_{dn}}, \quad (30)$$

і можна досягнути такого її значення, якого ми потребуємо. Опори меж тепер, звичайно, більші в порівнянні з омичним опором (23).

Що ж до формули (23) для опору контакту  $R_{int}$ , то її виведено в Додатку 2 на основі розв'язку дифузійного рівняння для балістичного транспорту, отриманого в Додатку 1.

**Спінові потенціали.** Відмінність опору між двома контактами для спінів угору ( $up$ ) і вниз ( $dn$ ) дозволяє ввести поняття про спінові потенціали  $\mu_{up}$  і  $\mu_{dn}$  усередині немагнітного (парамагнітного) провідника. Відмінність між ними спочатку було експериментально встановлено в металах, а потім і в напівпровідниках.

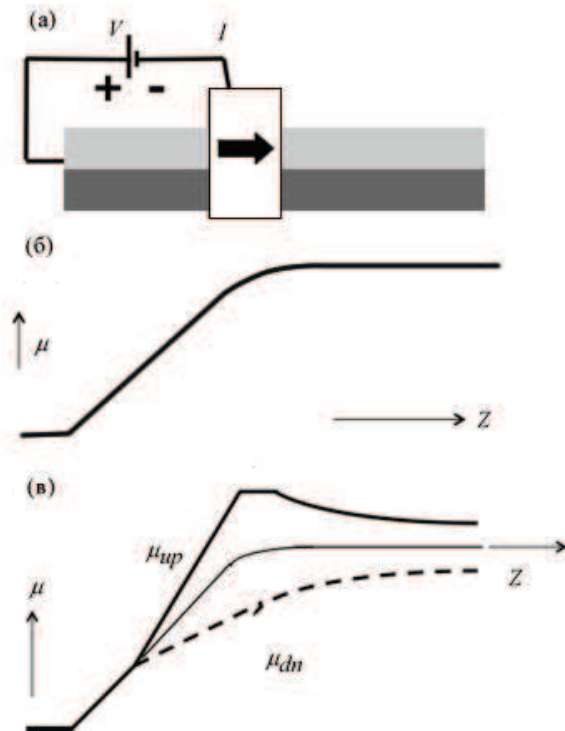


Рис. 15. Сепарація спінових потенціалів  $\mu_{up}$  і  $\mu_{dn}$  у каналі з використанням магнітного контакту (якісна картина).

Концепцію спінового потенціалу продемонструємо на простій структурі з одним магнітним контактом (рис. 15а). Якщо не враховувати спінів, профіль електрохімічного потенціалу якісно виглядав би, як на рис. 15б. Кількісний розв'язок для цього електрохімічного потенціалу  $\mu(z)$  дають рівняння дифузії (A1.1) і неперервності (A1.10) з відповідними крайовими умовами для  $\mu(z)$  на контактах (Додаток 1). Оскільки опори між двома контактами для різних спінових поляризацій різні, слід очікувати різного падіння електрохімічних потенціалів на межі між контактом і спіновими підзонами, і при розв'язанні відповідних рівнянь дифузії профілі електрохімічних потенціалів для спінів «вгору» і «вниз» будуть різні, як це якісно показано на рис. 15в.

Електрохімічні потенціали для двох напрямків спіну сепаруються на магнітному контакті. Проте на відстані від контакту вони прагнуть повернутися до початкового значення в результаті релаксації з перевертанням спіну, яка безперервно прагне відновити локальну

рівновагу шляхом зрівнювання  $\mu_{up}$  і  $\mu_{dn}$ . Кількісна поведінка спінових потенціалів визначається рівняннями дифузії для спінів «вгору» і «вниз»:

$$\begin{aligned} I_{up} &= -\frac{\sigma A}{2q} \frac{d\mu_{up}}{dz}, \\ I_{dn} &= -\frac{\sigma A}{2q} \frac{d\mu_{dn}}{dz}, \end{aligned} \quad (31)$$

в яких на кожен із двох напрямків спіну припадає половина провідності в порівнянні з рівнянням для сумарного струму (A1.1).

Релаксація з переворотом спіну перетворює струм  $I_{up}$  у струм  $I_{dn}$  і навпаки, так що

$$\frac{dI_{up}}{dz} = -\frac{dI_{dn}}{dz} = -K(\mu_{up} - \mu_{dn}), \quad (32)$$

де стала пропорційності  $K$  розмірності  $1/m \cdot c \cdot B$  є мірою ефективності релаксації з переворотом спіну, яка прагне вирівняти спінові потенціали  $\mu_{up}$  і  $\mu_{dn}$ .

Комбінуючи (32) і (31), маємо

$$\frac{d^2\mu_{up}}{dz^2} = \frac{\mu_{up} - \mu_{dn}}{2\lambda_{sf}^2} = -\frac{d^2\mu_{dn}}{dz^2}, \quad (33)$$

де довжина

$$\lambda_{sf} = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma A / qK} \quad (34)$$

є характеристичною відстанню, на якій електрон міняє напрям свого спіну на протилежний (індекс  $sf$  – від англійського *spin-flip*, переворот спіну). Характерні значення довжини перевороту спіну міняються в широких межах від декількох десятків нанометрів до сотень мікронів залежно від середовища і температури.

Рівняння (33) відоме як рівняння Вале – Фера [22]. Спочатку воно було отримане як наслідок транспортного рівняння Больцмана для складних квантово-механічних статистичних задач [23-27] і нині широко використовується для дифузійних задач з урахуванням спіну електронів.

Введемо поняття зарядового і спінового потенціалів

$$\mu \equiv (\mu_{up} + \mu_{dn}) / 2, \quad (35)$$

$$\mu_s \equiv \mu_{up} - \mu_{dn}, \quad (36)$$

і аналогічно – зарядного і спінового струмів

$$I = I_{up} + I_{dn}, \quad (37)$$

$$I_s = I_{up} - I_{dn}. \quad (38)$$

Зарядові потенціали і струми задовольняють звичайні дифузійні рівняння (A1.1) і (A1.10), а спіновий потенціал визначається довжиною перевороту спіну

$$\frac{d^2\mu_s}{dz^2} = \frac{\mu_s}{\lambda_{sf}^2}. \quad (39)$$

Чи можна виміряти різницю спінових потенціалів усередині каналу провідності? Можна, і не тільки в самому каналі провідності, але і за його межами, як показано на рис. 16. Такі вимірювання відомі як вимірювання різниці нелокальних спин-потенціалів і зараз вони є рутинними при дослідженні спин-транспортних задач [28].

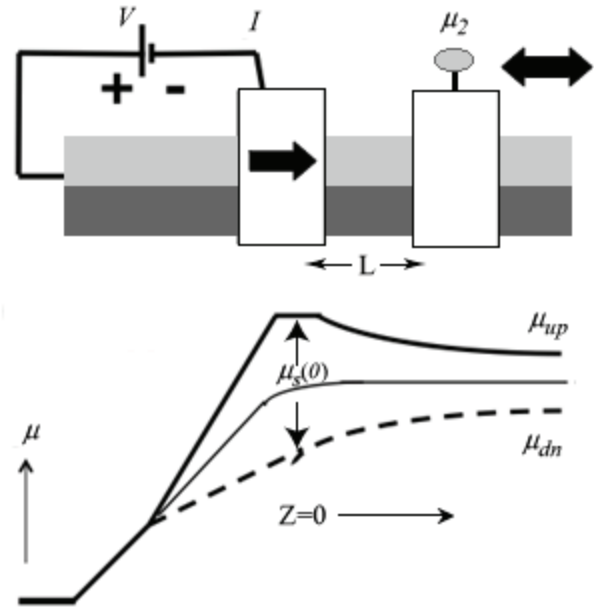


Рис. 16. До вимірювання різниці спінових потенціалів за межами провідника струму.

Різниця спінових потенціалів  $V_S \equiv (\mu_p - \mu_{AP})/q$  вимірюється за зміною намагніченості пробного електроду за межами провідника (рис. 16) з паралельного режиму Р на антипаралельний АР. Як буде далі показано, вона дорівнює

$$V_S \equiv \frac{\mu_p - \mu_{AP}}{q} = P_1 P_2 I R_S e^{-L/\lambda_{sf}}, \quad (40)$$

де  $P_1$  і  $P_2$  – поляризації інжекторного і детекторного ФМ контактів (рис. 16), а спіновий опір введено як:

$$R_S = \lambda_{sf} / \sigma A. \quad (41)$$

де  $\sigma$  – провідність,  $A$  – переріз провідного каналу.

### Різниця нелокальних спін-потенціалів.

Рівняння (40) можна отримати в два кроки. Спочатку покажемо, що спіновий потенціал інжекторного контакту дорівнює

$$\mu_s(0) = P_1 q I R_S. \quad (42)$$

Потім покажемо, що різниця хімпотенціалів дорівнює

$$\mu_p - \mu_{AP} = P_2 \mu_s(0) e^{-L/\lambda_{sf}}. \quad (43)$$

Наслідком (42) і (43) є рівняння (40).

Поведінка спінових потенціалів описується рівнянням (39), згідно до якого спіновий потенціал експоненціально спадає по обидва боки від інжекторного контакту

$$\mu_s = \mu_s(0) e^{-|z|/\lambda_{sf}}, \quad (44)$$

як це зображено на рис. 17.

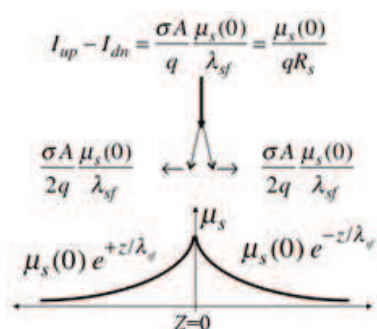


Рис. 17. До розрахунку сумарного спінового струму, породжуваного інжекторним контактом на рис. 16.

Тепер обчислимо спіновий струм в обох напрямках від інжекторного контакту

$$I_s = -\frac{\sigma A}{2q} \frac{d\mu_s}{dz}, \quad (45)$$

вираз для якого випливає з (31) і (35) – (38). Самі струми в обох напрямках зображені на рис. 17. Їх сума з урахуванням спінового опору (41) дає сумарний спіновий струм

$$I_{up} - I_{dn} = \frac{\mu_s(0)}{q R_S}. \quad (46)$$

Тепер запишемо струм від інжекторного контакту через провідності його меж  $g_{up}$  і  $g_{dn}$  для спінів «вгору» і «вниз» (рис. 18).

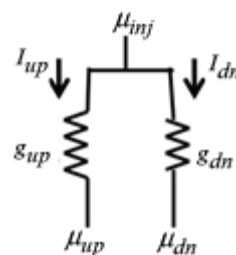


Рис. 18. До обчислення струмів від інжекторного контакту через провідності його меж  $g_{up}$  і  $g_{dn}$  для спінів «вгору» і «вниз».

З теорії електричних кіл маємо

$$\frac{\mu_s(0)}{q} \equiv \frac{\mu_{up} - \mu_{dn}}{q} = \frac{I_{dn}}{g_{dn}} - \frac{I_{up}}{g_{up}}, \quad (47)$$

що можна переписати у вигляді

$$\frac{\mu_s(0)}{q} = \frac{g_{up} + g_{dn}}{2g_{up}g_{dn}} \left( P_1 I - (I_{up} - I_{dn}) \right) \quad (48)$$

через поляризацію інжекторного контакту

$$P_1 \equiv \frac{g_{up} - g_{dn}}{g_{up} + g_{dn}}. \quad (49)$$

З використанням (46) маємо

$$(I_{up} - I_{dn}) R_S = \frac{g_{up} + g_{dn}}{2g_{up}g_{dn}} \left( P_1 I - (I_{up} - I_{dn}) \right) \quad (50)$$

або ж в іншому вигляді:

$$\frac{P_1 I}{I_{up} - I_{dn}} - 1 = \frac{2R_s}{\frac{1}{g_{up}} + \frac{1}{g_{dn}}}. \quad (51)$$

Спіновий опір  $R_s$  (41) є опір тієї частини каналу провідності, довжина якої відповідає довжині перевороту спіну  $\lambda_{sf}$ . Він набагато менший від опорів меж  $1/g_{up}$  і  $1/g_{dn}$  (рис. 18), які особливо великі при використанні бар'єрів для посилення поляризації контакту. За таких умов права частина рівності (51) зануляється, тож ми отримуємо

$$I_{up} - I_{dn} = P_1 I. \quad (52)$$

Разом з (50) це дає шуканий вираз (42).

Для отримання на другому кроці виразу (43) запишемо спіновий потенціал на детекторному контакті (рис. 16):

$$\mu_s(L) = \mu_s(0) e^{-L/\lambda_{sf}}. \quad (53)$$

Для знаходження потенціалу, реєстрованого детекторним контактом, скористаємося колом на рис. 19, аналогічним до використаного для інжекторного контакту на рис. 18.

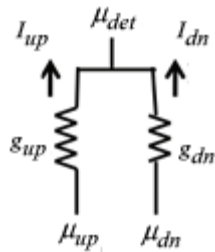


Рис. 19. До обчислення струмів на детекторному контакті через провідності його меж  $g_{up}$  і  $g_{dn}$  для спінів «вгору» і «вниз».

Оскільки сумарний струм на детекторному контакті рівний нулеві, то для кола на рис. 19 при паралельній орієнтації намагніченості контакту маємо

$$I = 0 = g_{up} (\mu_{up} - \mu_p) + g_{dn} (\mu_{dn} - \mu_p). \quad (54)$$

Звідси маємо

$$\mu_p = \frac{g_{up} \mu_{up} + g_{dn} \mu_{dn}}{g_{up} + g_{dn}}. \quad (55)$$

У разі ж антипаралельної орієнтації в чистельнику з'являються перехресні добутки

$$\mu_{AP} = \frac{g_{dn} \mu_{up} + g_{up} \mu_{dn}}{g_{up} + g_{dn}}. \quad (56)$$

З рівнянь (55), (56) одержуємо

$$\mu_p - \mu_{AP} = \frac{(g_{up} - g_{dn})(\mu_{up} - \mu_{dn})}{g_{up} + g_{dn}} = P_2 \mu_s(L), \quad (57)$$

де поляризація детекторного контакту  $P_2$  визначається через межові провідності точнісінько так, як і поляризація інжекторного контакту (49).

З рівнянь (57) і (53) одержуємо шукане рівняння (43). Це ж рівняння можна отримати трохи інакше.

Перепишемо (54) в загальному вигляді

$$I = 0 = g_{up} (\mu_{up} - \mu_{det}) + g_{dn} (\mu_{dn} - \mu_{det}). \quad (58)$$

Звідси маємо

$$\mu_{det} = \frac{g_{up} \mu_{up} + g_{dn} \mu_{dn}}{g_{up} + g_{dn}}. \quad (59)$$

Використовуючи рівняння (35) і (36), перепишемо  $\mu_{up}$  і  $\mu_{dn}$  через  $\mu$  і  $\mu_s$

$$\begin{aligned} \mu_{up} &= \mu + \frac{\mu_s}{2}, \\ \mu_{dn} &= \mu - \frac{\mu_s}{2}. \end{aligned} \quad (60)$$

Отже, для паралельної орієнтації намагніченості детекторного контакту маємо

$$\mu_p = \mu + \frac{P_2 \mu_s}{2}, \quad (61)$$

а для антипаралельної орієнтації:

$$\mu_{AP} = \mu - \frac{P_2 \mu_s}{2}, \quad (62)$$

де поляризація  $P_2$  була визначена вище. Таким чином, ми знову прийшли до рівняння (57)

$$\mu_p - \mu_{AP} = P_2 \mu_s(L). \quad (63)$$

**Спіновий момент.** Створення спінових вентилів і численних різноманітних пристроїв електроніки на їх основі стали найвизначнішим досягненням спінтроники [16, 29–31]. Іншим дивовижним досягненням стало експериментальне виявлення транспорту спінового моменту [32–34], передбаченого в [35, 36], яке полягає в тому, що спінові струми можуть змінювати намагніченість наноконтакту [37–39].

Схема експерименту з виявлення транспорту спінового моменту зображена на рис. 20. Намагніченість «закріпленого» лівого контакту спінового вентиля фіксована і направлена вниз. Правий наноконтакт «вільний» і його намагніченість може змінювати свій напрям.

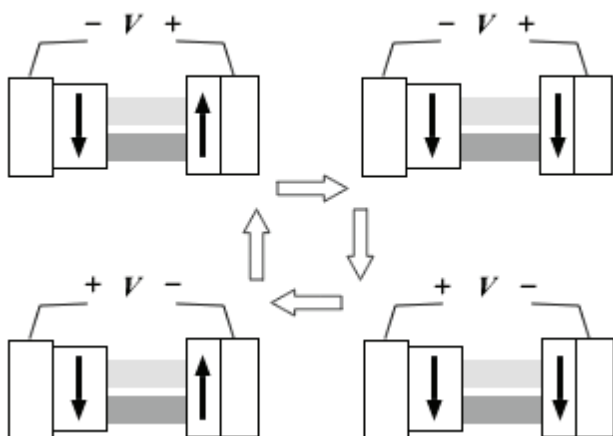


Рис. 20. Демонстрація експерименту з виявлення транспорту спінового моменту.

Прикладання негативної напруги на закріпленій контакт породжує негативний спіновий потенціал

$$\mu_s \equiv \mu_{up} - \mu_{dn} < 0, \quad (64)$$

який викликає перенесення спінового моменту (*spin-torque*) на наноконтакт і, якщо спіновий потенціал достатньо великий, то намагніченість вільного контакту міняється з напрямку «вгору» на напрям «вниз». Якщо тепер поміняти полярність напруги, що подається на вентиль, то прикладання позитивного потенціалу до закріпленого контакту «витягає» з каналу

електрони зі спіном «вниз» і таким чином міняє знак спінового потенціалу на протилежний

$$\mu_s \equiv \mu_{up} - \mu_{dn} > 0. \quad (65)$$

Знову ж таки, якщо позитивний спіновий потенціал достатньо великий, то він поверне намагніченість наноконтакту в початковий стан. Цей ефект був надійно експериментально підтверджений. Вважають, що незабаром його використовуватимуть для запису інформації на ФМ наноносій так само, як явище гігантського магнітоопору зараз широко використовують для зчитування інформації (наприклад, з жорсткого диска).

**Рівняння Ландау – Ліфшиця.** Ці два експериментальні досягнення – магнітна генерація надлишку спінів одного напрямку і зміна намагніченості зразка за рахунок цього надлишку фактично об'єднали спінтронику з магнетронікою (рис. 21) в єдину область досліджень, в якій намагнічування і спіновий транспорт відіграють рівноважливі ролі. Надзвичайно важливим для цієї області є вперше записане 1935 р. рівняння Ландау – Ліфшиця, яке ми будемо надалі використовувати з параметром загасання Гільберта (ЛЛГ) [40–42].



Рис. 21. Спіновий транспорт і динаміка перемагнічування наномагнітів тісно пов'язані.

Магнітний момент електрона пропорційний магнетону Бора:

$$\mu_{el} = \frac{g_s}{2} \mu_B, \quad (66)$$

$$\mu_B \equiv \frac{q\hbar}{2m} = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2. \quad (67)$$

Нехтуючи незначним відхиленням електронного  $g$ -фактору  $g_s$  від 2 і враховуючи табличне значення магнетона Бора, отримуємо, що магнітний момент електрона є приблизно таким, який створює струм в  $10 \text{ мА}$ , що циркулює по контуру, що обмежує площу в  $1 \text{ нм}^2$ .

У немагнітних тілах кожен електрон з певним напрямком спіну завжди співіснує з іншим, в якого напрямок спіну протилежний. Таким чином всі електронні спіни взаємно компенсовані. В магнітних тілах (ферромагнетиках) величина намагніченості пропорційна числу некомпенсованих спінів  $N_s$  в об'ємі  $\Omega$

$$M_s = \mu_B \frac{N_s}{\Omega}. \quad (68)$$

А напрям вектора намагніченості, що задається одиничним вектором у напрямку намагніченості  $\hat{m}$ , міняється зі зміною магнітного поля  $\vec{H}$  згідно з рівнянням ЛЛГ:

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\hat{m}}{dt} = -\gamma\mu_0 (\hat{m} \times \vec{H}) - \alpha\gamma\mu_0 (\hat{m} \times \hat{m} \times \vec{H}), \quad (69)$$

де  $\gamma$  – гіромагнітне відношення (відношення заряду електрона до його маси)

$$\gamma \equiv \frac{q}{m} = \frac{2\mu_B}{\hbar}, \quad (70)$$

а магнітна стала  $\mu_0 = 1/(\epsilon_0 \cdot c^2)$  пов'язана з електричною сталою  $\epsilon_0$  через швидкість світла  $c$ . Зазначмо, що рівняння (69) для простоти записано для ізотропного ферромагнетика (в загальному випадку у першому доданку правої частини (69) слід писати ефективне поле, яке є варіаційною похідною від магнітної енергії по магнітному моменту [40]).

В рівнянні ЛЛГ (69) перший доданок описує динаміку намагніченості, а другий доданок – дисипацію динамічного процесу з параметром загасання Гільберта  $\alpha$  [41], значення якого для подальших оцінок вважатимемо малим  $\sim 0.01$ .

При цьому загальне магнітне поле в ферромагнетиках  $H$  складається з зовнішнього поля  $H_{ext}$  і внутрішнього поля, яке електрон відчуває з боку всіх інших електронів ферромагнетика  $m_z H_K$ , проекція якого на виділену вісь  $z$  може набувати лишень двох значень  $m_z = 1$  і  $m_z = -1$

(це відбиває ту обставину, що магніт має виділену вісь):

$$\vec{H} = \vec{H}_{ext} + m_z \vec{H}_K. \quad (71)$$

Зауважмо, що перехід від рівняння ЛЛГ до запису з релаксаційним членом у формі Ландау-Ліфшиця (з параметром дисипації  $\lambda$ ) можна здійснити формальною заміною (див. [43]).

**Поворот намагніченості спіновим струмом.** Для опису динаміки намагніченості в праву частину рівняння ЛЛГ (69) зазвичай вводять ще один доданок (див. напр. [42], при цьому ми нехтуємо членами порядку  $\alpha^2 \ll 1$ )

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{m}}{dt} = & -\gamma\mu_0 (\hat{m} \times \vec{H}) - \alpha\gamma\mu_0 (\hat{m} \times \hat{m} \times \vec{H}) - \\ & - \left( \hat{m} \times \hat{m} \times \frac{\vec{I}_s}{qN_s} \right), \end{aligned} \quad (72)$$

пропорційний спіновому струму  $\vec{I}_s$  в перерахунку на один спін, де  $N_s$  є число некомпенсованих спінів, що забезпечують намагніченість. Чому додатковий член береться у вигляді подвійного векторного добутку

$$\hat{m} \times \hat{m} \times \frac{\vec{I}_s}{qN_s}, \quad (73)$$

а не просто як

$$\frac{\vec{I}_s}{qN_s} ? \quad (74)$$

Подвійний векторний добуток типу

$$\hat{m} \times \hat{m} \times \frac{\vec{I}_s}{qN_s} \text{ для довільного вектора } \vec{V} \text{ (у на-}$$

шому випадку  $\frac{\vec{I}_s}{qN_s}$ , рис. 22) зводиться до віднімання від вектора  $\vec{V}$  компоненти цього ж вектора уздовж одиничного вектора  $\hat{m}$  :

$$-\hat{m} \times \hat{m} \times \vec{V} = \vec{V} - (\hat{m} \cdot \vec{V}) \hat{m}. \quad (75)$$



Рис. 22. До обчислення подвійного векторного добутку.

Тому член  $\hat{m} \times \hat{m} \times \frac{\vec{I}_s}{qN_s}$  дорівнює компоненті вектора спінового струму  $\frac{\vec{I}_s}{qN_s}$ , перпендикулярній намагніченості, величина ж самої намагніченості не змінюється, повертається тільки її напрям. Це обумовлене тим, що вся права частина рівняння ЛЛГ (72) повинна бути паралельна до намагніченості. Є ще один додатковий співмножник у другому доданку в правій частині рівняння ЛЛГ (62), також перпендикулярний до намагніченості

$$\alpha \hat{m} \times \frac{\vec{I}_s}{qN_s}, \quad (76)$$

але ми ним нехтували, оскільки параметр загасання Гільберта  $\alpha$  зазвичай дуже малий.

Проектуючи векторні доданки рівняння ЛЛГ (72) на виділену вісь, отримаємо:

$$\frac{dm_z}{dt} = (1 - m_z^2) \left( \alpha \gamma \mu_0 H_K m_z + \frac{I_s}{qN_s} \right). \quad (77)$$

Оскільки рівноважний стан вимагає виконання співвідношення

$$\frac{dm_z}{dt} = 0, \quad (78)$$

а одиничний вектор намагніченості може приймати тільки два значення

$$m_z = -1 \text{ і } m_z = +1, \quad (79)$$

то критичне значення спінового струму, необхідне для повороту намагніченості, визначається умовою:

$$\left( \frac{I_s}{qN_s} \right)_{crit} = \alpha \gamma \mu_0 H_K, \quad (80)$$

а з використанням (68), для критичного значення спінового струму одержуємо

$$(I_s)_{crit} = \frac{4q\alpha}{\hbar} \left( \frac{1}{2} \mu_0 H_K M_s \Omega \right). \quad (81)$$

Величина в круглих дужках є енергія бар'єру, що розділяє два стани магніту. Для стійкого стану магніту з тією або другою намагніченістю (вгору або вниз) енергетичний бар'єр між цими станами повинен становити не менше декількох десятків  $kT$ . В іншому випадку намагніченість магніту циклічно повертатиметься практично нескінченно довго. При бар'єрі  $\sim 40 kT$  і  $\alpha = 0.01$  рівняння (81) для критичного значення спінового струму дає  $\sim 10$  мА. Експериментально спостерігалися струми  $\sim 50 - 100$  мА.

Наочні апплети (фрагменти обчислювальних програм) по динаміці намагнічування з обертанням спінового моменту були виставлені на сайті [44].

**Поляризатори і аналізатори спінового струму.** Нехай спінова поляризація детекторного ФМ контакту 2 розташована під кутом щодо спінової поляризації інжекторного контакту (рис. 23). Яка різниця потенціалів буде виміряна? Відповідь є досить простою:

$$\mu_2 = \mu + \frac{\vec{P}_2 \cdot \vec{\mu}_s}{2}, \quad (82)$$

де вектор поляризації збігається за напрямом з намагніченістю детекторного контакту, а вектор спінового потенціалу збігається з напрямом спінової поляризації каналу провідності, який за домовленістю є напрямом намагніченості інжекторного контакту. Раніше ми вже розглядали два окремі випадки взаємної орієнтації намагніченості контактів: паралельний  $P$  і антипаралельний  $AP$  (63). Як інтерпретувати більш загальний результат (82)?

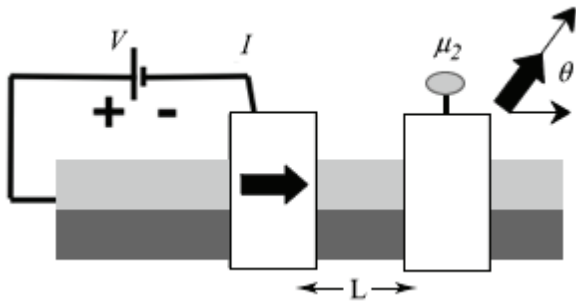


Рис. 23. Детекторний контакт 2 в ролі аналізатора спінового струму.

Проведемо аналогію з поляризацією потоку фотонів. Інтенсивність світла, що пройшло через аналізатор, пропорційна квадрату косинуса кута між площинами пропускання поляризатора і аналізатора  $I/I_0 = \cos^2\theta$  (закон Малюса). Інтенсивність світла, що проходить крізь систему, максимальна при збігові площин пропускання поляризатора і аналізатора ( $\theta = 0$ ) і мінімальна, коли площини перпендикулярні ( $\theta = 90^\circ$ ). Інша ситуація з потоком електронів.

Нехай всі електрони в потоці мають спін «вгору». Тоді за визначенням (35) і (36)

$$\mu_s = \mu_{up} = 2\mu. \quad (83)$$

Якщо ж повернути намагніченість на детекторному контакті на кут  $\theta$ , вимірювана різниця потенціалів, як впливає з (82), зміниться на

$$\frac{\mu_2}{\mu} = 1 + P_2 \cos\theta. \quad (84)$$

Як і у разі потоку фотонів, різниця потенціалів максимальна, коли детекторний і інжекторний контакти паралельні ( $\theta = 0$ ). Якщо ж у разі потоку фотонів інтенсивність світла, що пройшло через аналізатор, мінімальна при  $\theta = 90^\circ$ , то у разі потоку електронів мінімум різниці потенціалів досягається при антипаралельній ( $\theta = 180^\circ$ ) орієнтації намагніченості контактів (рис. 24).

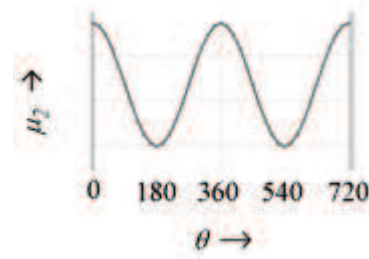


Рис. 24. Коливання нелокального спінового потенціалу залежно від кута між поляризаціями інжекторного і детекторного ФМ контактів.

В припущенні ідеального детекторного контакту ( $P_2 = 1$ ) з (84) впливає:

$$\frac{\mu_2}{\mu} = 1 + \cos\theta = 2 \cos^2 \frac{\theta}{2}. \quad (85)$$

Отже, якщо аналізатор фотонів пропускає через себе кількість фотонів, пропорційну  $\cos^2\theta$ , то аналізатор спіну електронів пропускає через себе кількість електронів, пропорційну  $\cos^2(\theta/2)$ . Є надія, що вже в недалекому майбутньому аналізатор спіну електронів буде ключовим вимірювальним пристроєм в квантовому спіновому комп'ютері так само, як закон Малюса вже зараз використовується у фотонних квантових комп'ютерах.

**Перспективи спінтроники: топологічні діелектрики.** Для перспектив розвитку спінтроники велике значення має відкриття в 2008 році нового класу матеріалів – так званих топологічних діелектриків (*topological insulators*) [45]. Топологічні діелектрики (як і вперше отриманий 2004 р. графен) є прикладом нового підходу до класифікації фаз у фізиці конденсованого стану – за топологічною ознакою.

З топологічної точки зору зонна структура всіх звичайних діелектриків однакова: рівень хімпотенціалу знаходиться в забороненій зоні, яка розділяє валентну зону й зону провідності. В цьому сенсі навіть вакуум, згідно з запропонованою Полем Діраком ще на початку 1930-х рр. моделлю, має заборонену зону, енергія якої дорівнює енергії утворення електрон–позитронної пари.

Отже, звичайні діелектрики топологічно еквівалентні вакууму. Проте топологічні

діелектрики влаштовані дещо по-інакшому: в об'ємі топологічного діелектрика також існує заборонена зона, однак на межі поділу такого діелектрика й звичайного діелектрика (або ж вакууму) виникає металічний стан, що є наслідком топологічної нееквівалентності хвильової функції електрона в імпульсному просторі для звичайного й топологічного діелектрика.

Для ілюстрації цього наводять простий приклад з топології. Просте паперове кільце можна перетворити на стрічку М'юбіуса, лише розрізавши його (рис.25: а, б). Так само поверхню Фермі (поверхню в імпульсному просторі з енергією, що відповідає значенню хімпотенціалу при  $T = 0$ ) у топологічному діелектрику можна перетворити на поверхню Фермі в звичайному діелектрику тільки тоді, коли на поверхні утворюється металічний стан (що є фізичним аналогом розрізання).



Рис. 25. До розуміння особливостей поверхонь Фермі з різною топологією. Перехід між простим кільцем (а), яке символізує звичайний діелектрик, і стрічкою М'юбіуса (б), яка символізує топологічний діелектрик, можна здійснити, лишень розрізавши кільце (аналог виникнення поверхневого металічного стану). Стрічка з двома перехльостами (в) в топологічному сенсі є аналогом зонної структури графену.

Слід відзначити: у звичайних діелектриках навіть невеликі збурення (нерівності рельєфу поверхні, хімічні домішки тощо) призводять до утворення забороненої зони для поверхневих станів, і поверхня перестає проводити, бо рівень Фермі опиняється в забороненій зоні (рис. 26 а). В топологічних діелектриках поверхневі стани значно стійкіші (рис. 26 б), оскільки гамільтоніан, що їх описує, інваріантний до малих збурень.



Рис. 26. Дисперсні криві (залежність енергії від імпульсу) для звичайного і топологічного діелектрика. Найменші збурення призводять до появи забороненої зони в спектрі поверхневих станів звичайного діелектрика (а), в топологічному діелектрику цього не відбувається (б).

Передумовою відкриття топологічних діелектриків стало вивчення циркулярних електричних струмів, які виникають по краю пластинки з двовимірним електронним газом при спостереженні квантового ефекту Холла. Це питання ми розглянемо більш детально на прикладі графену пізніше. Наступним етапом стало припущення, що роль зовнішнього магнітного поля в матеріалі може відігравати поле спін-орбітальної взаємодії, а напрям руху електронів вздовж краю визначається їхнім спіном. Таким чином, «кандидатами» на матеріали з нового класу стали сполуки з сильною спін-орбітальною взаємодією (величина спін-орбітального розщеплення повинна бути порядку, або ж більшою від ширини забороненої зони). Властивості топологічних діелектриків на цей момент відкрито в сполуках  $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ ,  $\text{TlBiSe}_2$ , які включають елементи з правого нижнього кутка таблиці Менделєєва.

Топологічні діелектрики часто порівнюють з графеном, оскільки електрони в обох випадках поведуть себе як безмасові частинки і характеризуються лінійною залежністю енергії від імпульсу (квазіхвильового вектора). У двовимірному просторі ( $k_x, k_y$ ) ця дисперсійна залежність має вигляд конусів Дірака (рис. 27), які дотикаються в точці Дірака.

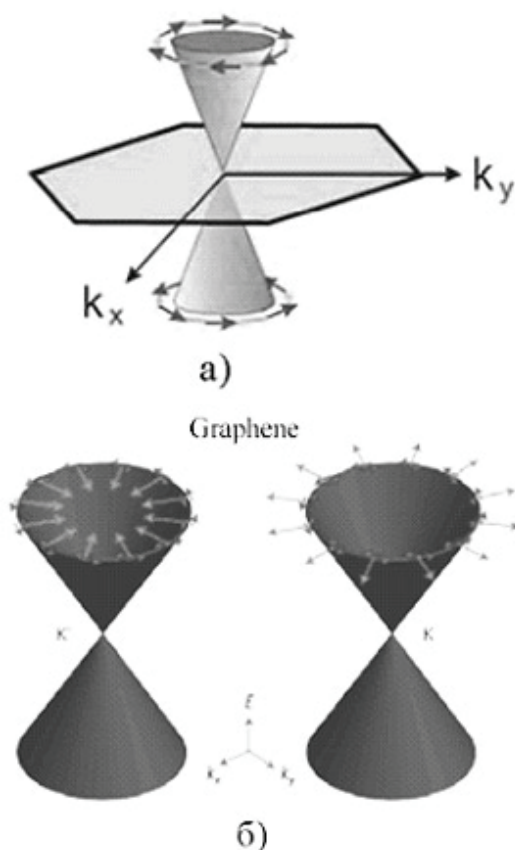


Рис. 27. Конуси Дірака в топологічному діелектрику (а) і в графені (б). Стрілки, дотичні зрізу конусів в а), вказують напрями спінів електронів, а стрілки, нормальні до зрізу конусів в б), вказують напрями квазіспінів у графені.

Але при цьому між графеном і топологічним діелектриком існують також суттєві відмінності. В графені є дві еквівалентні точки Дірака, що відповідають точкам  $K$  і  $K'$  зони Бріллюена (як топологічний аналог цього можна уявити стрічку не з одним, як у стрічці Мьобіуса, а з двома перехльостами, рис. 25в).

Крім того, спин-орбітальна взаємодія в графені мала, тому має місце дворазове виродження за спіном (кожній точці на конусі Дірака відповідають два напрями спіну), а в топологічному діелектрику спин-орбітальна взаємодія «знімає» це виродження, і кожній точці на конусі Дірака відповідає один, і лише один напрям спіну (рис. 27).

Слід також відзначити, що рівень хімпотенціалу в графені можна змінювати, змінюючи напругу на затворі. Натомість у топологічному діелектрику енергія хімпотенціалу визначаєть-

ся хімічними властивостями речовини, і може бути змінена відповідним хімічним легуванням.

Зонна структура топологічного діелектрика, зображена на рис. 27а, призводить до того, що поляризовані за спіном електрони практично не розсіюються на дефектах і нерівностях його поверхні. Адже якби електрон розсіявся б, наприклад, назад, то він потрапив би в протилежну точку на перетині конусу Дірака, що означало б зміну напрямку спіну на протилежний. А це заборонено симетрією щодо інверсії часу. Таким чином, поверхнева металічна провідність топологічних діелектриків нечутлива до зовнішніх збурень, таких, як дефекти поверхні, хімічні домішки чи зовнішнє електричне поле.

Ця фундаментальна властивість топологічних діелектриків відкриває шлях до створення пристроїв спінтроники нового покоління з дуже малою дисипацією і з дуже великим значенням довжини повороту спіну  $\lambda_{sf}$ .

На завершення наголосімо: робота є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсів лекцій «Fundamentals Nanoelectronics, Part I: Basic Concepts і «Fundamentals Nanoelectronics», Part II: Quantum Models», прочитаного он-лайн в січні – квітні 2012 року проф. С.Датта (Supriyo Datta) в рамках ініціативи Purdue University / nanoHUB-U [www.nanohub.org/u]. В ній також використано напрацювання авторського курсу «Фізика конденсованого середовища», який інший автор (МВС) упродовж останніх років читає для магістрів радіофізичного факультету Київського національного університету імені Т.Г.Шевченка.

Один з авторів (МВС) вдячний НАН України й УНТЦ за підтримку, надану в рамках виконання проекту №5716 «Розвиток графенових технологій і дослідження базованих на графені наноструктур для наноелектроніки й оптоелектроніки».

Автори щиро вдячні членові-кореспондентові НАН України професорові С.М.Рябченку, чий численні зауваження й пропозиції сприяли суттєвому підвищенню рівня статті.

**Додаток 1.**

**Рівняння дифузії для балістичного транспорту.** Така назва звучить настільки ж суперечливо, як і термін «пружний резистор» [1]. Хіба дифузійне рівняння не повинне було б описувати саме дифузійний транспорт? Чи можна використовувати рівняння дифузії для балістичного транспорту? Виявляється, що з позицій концепції «знизу – вгору» обидва режими перенесення – дифузійний і балістичний – вельми близькі.

Рівняння дифузії пов’язує електричний струм з градієнтом електрохімічного потенціалу  $\mu(z)$ :

$$\frac{I}{A} = -\frac{\sigma}{q} \frac{d\mu}{dz}, \quad (\text{A1.1})$$

де питома провідність  $\sigma$  визначається рівняннями (65) і (68) з [1]. Рівняння (A1.1) можна отримати, розглядаючи провідник як послідовність пружних резисторів (рис. A1.1). Використовуючи рівняння (32) з [1], для струму  $I(z)$  в окремій секції провідника, можна записати

$$I(z) = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{+\infty} dE G(E) (f(z, E) - f(z + \Delta z, E)). \quad (\text{A1.2})$$

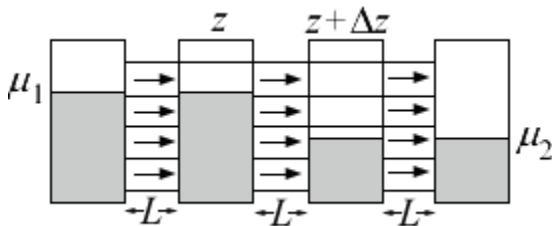


Рис A1.1. Умовне розбиття реального макропровідника на послідовність пружних резисторів [1].

З рівнянь (42) і (50) роботи [1] для провідності в дифузійному режимі маємо

$$G = \frac{\sigma}{L + \lambda} \{1, W, A\}. \quad (\text{A1.3})$$

Звідси випливає, що

$$\frac{1}{G(E)} = \rho \frac{\Delta z + \lambda}{A}. \quad (\text{A1.4})$$

Проте, при цьому потрібно відзначити, що опір (A1.4) включає межові опори, які насправді існують лише на фізично реальних кінцях провідника (див. [1]). Опускаючи їх, для провідності маємо

$$G(E) = \frac{\sigma A}{\Delta z}. \quad (\text{A1.5})$$

Комбінуючи (A1.5) з уже звичним лінійним розкладом для малої різниці електрохімічних потенціалів

$$\begin{aligned} f(z, E) - f(z + \Delta z, E) &= \\ &= \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) (\mu(z) - \mu(z + \Delta z)), \end{aligned} \quad (\text{A1.6})$$

як це впливає з рівняння (20) роботи [1], і визначаючи питому провідність  $\sigma$  як термічно середнє  $\bar{\sigma}$  від  $\sigma(E)$ , отримаємо

$$I(z) = \frac{1}{q} \frac{\sigma A}{\Delta z} (\mu(z) - \mu(z + \Delta z)). \quad (\text{A1.7})$$

Звернімо увагу на те, що питомі провідності (65) і (68) роботи [1], як і провідності в рівняннях (A1.5) і (A1.7), залежать від енергії. Вони повинні бути усереднені в проміжку декількох  $kT$  в околі  $E = \mu_0$  з використанням функції термічного розширення

$$\bar{\sigma} = \int_{-\infty}^{+\infty} dE \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \sigma(E). \quad (\text{A1.8})$$

Саме така термічно усереднена провідність  $\bar{\sigma}$  повинна порівнюватися з питомою провідністю в класичних формулах теорії Друде (формули (69) і (71) роботи [1]). У вироджених провідниках усереднена провідність  $\bar{\sigma}$  приблизно дорівнює провідності при  $E = \mu_0$ :

$$\bar{\sigma} \approx \sigma(E = \mu_0). \quad (\text{A1.9})$$

Повернімося до рівняння (A1.7). Спрямовуючи  $\Delta z \rightarrow 0$ , отримуємо шукане рівняння дифузії (A1.1).

Рівняння дифузії зазвичай іде в парі з рівнянням неперервності. В одновимірному провіднику, зображеному на рис. A1.2, в умовах рівноваги струм постійний на всій довжині провідника

$$\frac{dI}{dz} = 0. \quad (A1.10)$$

Розв'язок системи рівнянь (A1.1) і (A1.10) шукаємо з крайовими умовами

$$\begin{aligned} \mu(z=0) &= \mu_1, \\ \mu(z=L) &= \mu_2. \end{aligned} \quad (A1.11)$$

Лінійний розв'язок, графічно зображений на рис. A1.2, задовольняє систему рівнянь (A1.1) і (A1.10) з крайовими умовами (A1.11), оскільки лінійна залежність  $\mu(z)$  має сталий нахил

$$\frac{d\mu}{dz} = -\frac{\mu_1 - \mu_2}{L}, \quad (A1.12)$$

а, отже, з рівняння (A1.1) випливає те, що струм також сталий ( $dI/dz = 0$ )

$$I = \frac{\sigma A}{q} \frac{\mu_1 - \mu_2}{L}. \quad (A1.13)$$



Рис. A1.2. До розв'язування системи рівнянь (A1.1) і (A1.10) з крайовими умовами (A1.11). Як і в [1], завжди використовується напрям струму від витоку (S) до стоку (D), тотожний напрямові руху електронів і протилежний до загальноприйнятого в силу історичних причин напрямку струму від «плюса» до «мінуса».

Різниця електрохімічних потенціалів  $\mu_1 - \mu_2 = qV$ . Тому отримуємо стандартний закон Ома:

$$I = \frac{\sigma A}{L} V, \quad (A1.14)$$

а не закон Ома, модифікований з урахуванням також балістичного транспорту [1]

$$I = \frac{\sigma A}{L + \lambda} V. \quad (A1.15)$$

Чи можна отримати модифікований закон Ома (A1.15) з рівнянь дифузії і неперервності (A1.1) і (A1.10)? На перший погляд, ні, оскільки традиційна провідність і коефіцієнт дифузії не мають сенсу для балістичного транспорту. Та все ж можна користуватися рівняннями (A1.1) і (A1.10) для балістичного транспорту, якщо модифікувати крайові умови (A1.11) шляхом врахування в них межового опору

$$\begin{aligned} \mu(z=0) &= \mu_1 - \frac{qR_B}{2}, \\ \mu(z=L) &= \mu_2 - \frac{qR_B}{2}, \end{aligned} \quad (A1.16)$$

де  $R_B$  – опір, обернений до значення балістичної провідності  $G_B$  (формули (50) і (66) роботи [1])

$$R_B = \frac{\lambda}{\sigma A} = \frac{h}{q^2 M}. \quad (A1.17)$$

Нові крайові умови (A1.16) можна реалізувати через межові опори  $R_B/2$ , що призводить до стрибка хімпотенціалів, як це зображено на рис. A1.3.

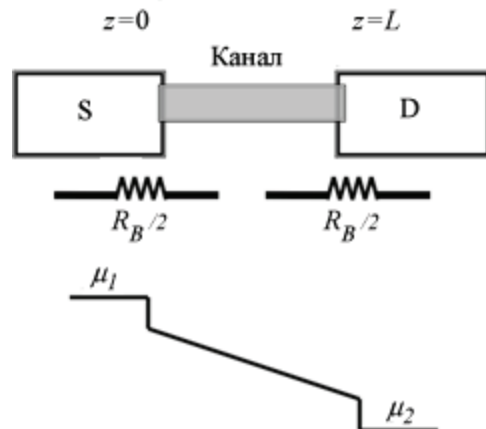


Рис. A1.3. Рівняння A1.1 і A1.10 можна використовувати не тільки для опису дифузійного транспорту, але і для балістичного транспорту, якщо крайові умови (A1.11) модифікувати шляхом запровадження межових опорів  $R_B/2$ .

Тепер легко переконатися, що нові крайові умови (A1.16) у застосуванні до однорідного провідника ведуть до модифікованого закону Ома (A1.15). Оскільки  $\mu(z)$  міняється лінійно від  $z = 0$  до  $z = L$ , струм згідно з (A1.1) дорівнює

$$I = \frac{\sigma A}{q} \frac{\mu(0) - \mu(L)}{L}. \quad (\text{A1.18})$$

Використовуючи нові крайові умови (A1.16), одержуємо

$$I = \frac{\sigma A}{q} \left( \frac{\mu_1 - \mu_2}{L} - \frac{qIR_B}{L} \right). \quad (\text{A1.19})$$

Оскільки

$$\sigma AR_B = \lambda, \quad (\text{A1.20})$$

то

$$I \left( 1 + \frac{\lambda}{L} \right) = \frac{\sigma A}{q} \left( \frac{\mu_1 - \mu_2}{L} \right). \quad (\text{A1.21})$$

Враховуючи, що  $\mu_1 - \mu_2 = qV$ , остаточно одержуємо модифікований закон Ома (A1.15).

Чи можна обґрунтувати нові крайові умови (A1.16)? Так, оскільки вони впливають з модифікованого закону Ома (A1.15), якщо припустити, що додатковий опір  $\sigma A/\lambda$  (A1.20) ділиться порівну між двома межами провідника.

Кращого обґрунтування можна досягти, якщо ввести два різні електрохімічні потенціали  $\mu^+$  і  $\mu^-$ , що відповідають руху електронів уздовж осей  $+z$  і  $-z$ , відповідно. Раніше [1] передбачалося, що обидва контакти настільки масивні, що завжди перебувають у стані рівноваги і описуються фермівськими функціями (16) і (17) роботи [1] з добре визначеними електрохімічними потенціалами. Зараз же ми говоримо про  $\mu(z)$  в каналі, що не перебуває в рівновазі, коли електронні стани, які переносять електрони, заселені по-різному для електронів, що рухаються уздовж напрямів  $+z$  і  $-z$  (в протилежному випадку струму не буде). Ця відмінність у заселеності знаходить своє віддзеркалення у відмінності між  $\mu^+$  і  $\mu^-$ , і ми пізніше покажемо, що струм пропорційний цій різниці:

$$I = \frac{q}{h} M (\mu^+(z) - \mu^-(z)) \quad (\text{A1.22})$$

Вираз (A1.22) можна переписати, використовуючи (66) з [1], у вигляді:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{qR_B} (\mu^+(z) - \mu^-(z)) = \\ &= \frac{\sigma A}{q\lambda} (\mu^+(z) - \mu^-(z)). \end{aligned} \quad (\text{A1.23})$$

Коректні крайові умови для  $\mu^+$  і  $\mu^-$  такі:

$$\begin{aligned} \mu^+(z=0) &= \mu_1, \\ \mu^-(z=L) &= \mu_2 \end{aligned} \quad (\text{A1.24})$$

Їх можна зрозуміти з подальших міркувань (рис. A1.4). Електрони, що інжектуються на межі  $z = 0$  в напрямі  $+z$ , підкоряються фермівському розподілу з потенціалом  $\mu_1$ . Аналогічно, електрони, що інжектуються на межі  $z = L$  у напрямі  $-z$ , підкоряються фермівському розподілу з потенціалом  $\mu_2$  на правому контакті.

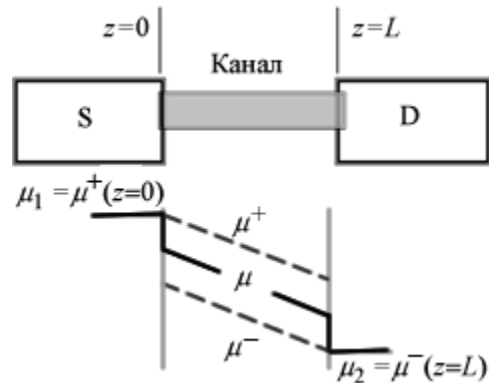


Рис. A1.4. Профіль електрохімічних потенціалів  $\mu^+$  і  $\mu^-$  в каналі провідності.

Струм пов'язаний з потенціалами  $\mu^+$  і  $\mu^-$  рівняннями

$$I = - \frac{\sigma A}{q} \frac{d\mu^+}{dz} = - \frac{\sigma A}{q} \frac{d\mu^-}{dz}, \quad (\text{A1.25})$$

які еквівалентні рівнянню дифузії (A1.1), застосованому до усередненого потенціалу

$$\mu(z) = \frac{\mu^+(z) + \mu^-(z)}{2}. \quad (\text{A1.26})$$

Рівняння (A1.25) розв'язуються з крайовими умовами (A1.24) і дають графіки для  $\mu^+$  і  $\mu^-$ , зображені на рис. A1.4. Середнє значення хімпотенціалів справді виглядає як на рис. A1.3, з відповідними стрибками потенціалу на кінцях.

Та все ж немає потреби відмовлятися від традиційного рівняння дифузії (A1.1) на користь нового рівняння (A1.25). Ті ж результати можна просто отримати, модифікуючи крайові умови для  $\mu(z)$  з використанням рівнянь (A1.22) – (A1.25) для лівого кінця провідника:

$$\begin{aligned} \mu(z=0) &= \left( \frac{\mu^+ + \mu^-}{2} \right)_{z=0} = \left( \mu^+ - \frac{\mu^+ - \mu^-}{2} \right)_{z=0} = \\ &= \mu_1 - (qIR_B / 2), \end{aligned} \quad (\text{A1.27})$$

і для правого кінця:

$$\mu(z=L) = \left( \mu^- + \frac{\mu^+ - \mu^-}{2} \right)_{z=L} = \mu_2 + \frac{qIR_B}{2} \quad (\text{A1.28})$$

Це в точності ті ж самі крайові умови для стандартного рівняння дифузії, що і вписані раніше (A1.16).

**Електрохімічні потенціали далеко від рівноваги.** Як уже говорилося вище, обидва контакти настільки масивні, що завжди перебувають у стані рівноваги і описуються фермівськими функціями (16) і (17) роботи [1] з добре визначеними електрохімічними потенціалами. Канал провідності, проте, не перебуває в рівновазі, і тому розподіл електронів по доступних станах може й не описуватися фермівськими функціями.

Взагалом у випадку потрібно розв'язувати транспортне рівняння Больцмана [23, 24], а в квантовому випадку - використовувати формалізм нерівноважних функцій Гріна [25–27] для отримання відповідних функцій розподі-

лу  $f(z, E)$ . Чи можна представити ці розподіли з використанням електрохімічних потенціалів  $\mu^+(z)$  і  $\mu^-(z)$ ?

В каналі з ідеальною балістичною провідністю використання  $\mu^+(z)$  і  $\mu^-(z)$  є строгим розв'язком, а не наближенням. Всі електрони, що рухаються від витоку S в напрямі  $+z$  (рис. A1.5), описуються фермівським розподілом на цьому контакті з  $\mu^+ = \mu_1$

$$f^+(z; E) = f_1(E) \equiv \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu_1}{kT}\right) + 1}, \quad (\text{A1.29})$$

а всі електрони стоку D, що рухаються у напрямі  $-z$ , підкоряються розподілу на стоці з  $\mu^- = \mu_2$

$$f^-(z; E) = f_2(E) \equiv \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu_2}{kT}\right) + 1}. \quad (\text{A1.30})$$

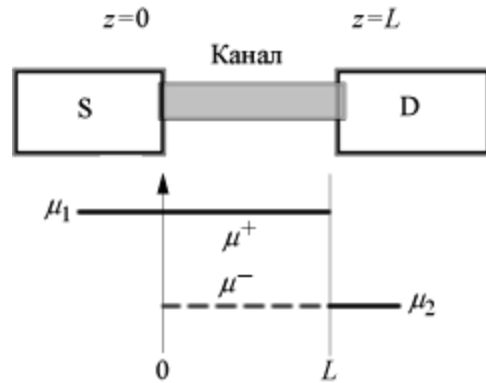


Рис. A1.5. Профілі електрохімічних потенціалів  $\mu^+(z)$  і  $\mu^-(z)$  у каналі з ідеальною балістичною провідністю.

На додаток до сказаного відзначмо, що пов'язані зі стоком D моди, що беруть свій початок на витоку S, заповнені тільки електронами, що йдуть з витоку, й ці моди залишаються в рівновазі з витоком з функцією розподілу  $f_1(E)$ . Аналогічно, пов'язані з витоком моди, що беруть свій початок на стоці, знаходяться в рівновазі зі стоком з функцією розподілу  $f_2(E)$ .

Нехай при деякій енергії маємо  $f_1(E) = 1$  і  $f_2(E) = 0$ , і тому необмежене число електронів на витоку S готові до транспорту на стік D,

але жоден електрон на стоці D не готовий до транспорту на витік S (рис. А1.6). Можна чекати, що пов'язані із стоком моди, що беруть свій початок на витоку, будуть повністю заповнені електронами (рух «бампер-до-бампера» на швидкісному шосе), тоді як пов'язані з витоком моди, що беруть свій початок на стоці, будуть порожніми (рух у зворотному напрямі відсутній).

Звичайно, ідеалізована модель балістичного каналу припускає, що в процесі транспорту електрони не повертаються назад - ні по ходу своєї траєкторії, ні в її кінці. Саме це мають на увазі, говорячи про балістичний канал з «добрими контактами», коли в каналі є достатнє число мод для того, щоб електрони легко покинули витік з практично нульовою ймовірністю повернутися назад. Якщо ж мають місце «погані контакти», або ж транспорт у каналі провідності носить дифузійний характер, очікувати розв'язку з функціями розподілу (А1.29) і (А1.30) не випадає. Вище при обговоренні спінових вентилів було показано, до яких наслідків ведуть «погані» контакти. Зараз же ми зосередимося на дифузійних каналах з «добрими контактами».

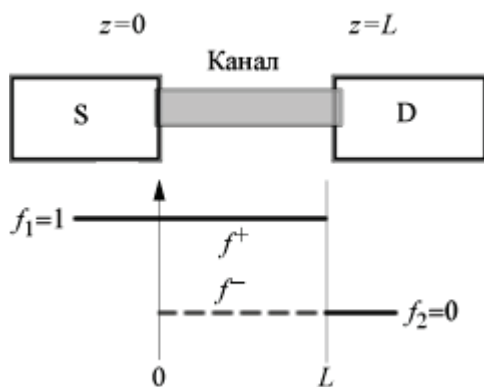


Рис. А1.6. Профілі заселеності  $f^+$  і  $f^-$  в каналі з ідеальною балістичною провідністю.

Функції розподілу (А1.29) і (А1.30) видаються нам достатньо добрими й для дифузійного каналу. При цьому розподіли подібні до фермівських, але враховують просторову залежність електрохімічних потенціалів

$$f^+(z; E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu^+(z)}{kT}\right) + 1}$$

$$f^-(z; E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu^-(z)}{kT}\right) + 1} \quad (\text{A1.31})$$

Відзначмо, що електрохімічні потенціали в загальному випадку залежать від енергії і потрібно писати  $\mu^+(z, E)$  і  $\mu^-(z, E)$ . В пружних резисторах енергії мод незалежні і можуть мати свою характерну просторову залежність, якщо довжина вільного пробігу від енергії не залежить. Вище в (А1.31) заради спрощення цієї обставиною ми нехтуємо.

**Струми в режимі нерівноважних потенціалів.** Зазвичай розглядають сумарний струм, який є різницею струмів, що беруть свій початок на витоку і на стоці:

$$I(z) = I^+(z) - I^-(z) \quad (\text{A1.32})$$

Струм  $I^+$  дорівнює заряду, що переноситься праворуч за одиницю часу. За часовий інтервал  $\Delta t$  заряд проходить відстань  $v_z \cdot \Delta t$ , так що

$$I^+(z) = q \cdot (\text{число} \cdot \text{електронів} \cdot \text{на} \cdot \text{одиниці} \cdot \text{довжини}) \cdot v_z \quad (\text{A1.33})$$

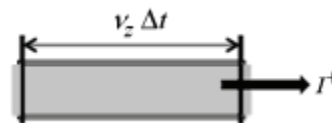


Рис. А1.7. До підрахунку струму, що бере свій початок на витоку.

Число електронів на одиниці довжини дорівнює половині густини станів на одиниці довжини  $D(E)/2L$ , помноженій на частку  $f^+$  зайнятих станів, так що

$$I^+(z; E) = q \frac{D(E)}{2L} \bar{v}(E) f^+(z; E), \quad (\text{A1.34})$$

де  $\bar{v}$  є середнє значення швидкості  $v_z$  згідно з рівняннями (51) – (52) роботи [1], а добуток

$D(E)/2L$  на швидкість  $\epsilon M(E)/\hbar$  згідно з формулою (67) тієї ж роботи, тож ми одержуємо

$$I^+(z; E) = \frac{qM(E)}{h} f^+(z; E) \quad (\text{A1.35})$$

і аналогічно:

$$I^-(z; E) = \frac{qM(E)}{h} f^-(z; E). \quad (\text{A1.36})$$

У результаті сумарний струм (A1.32) дорівнює:

$$I(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dE (I^+(z; E) - I^-(z; E)) = \frac{q}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} \times \\ \times dE (f^+(z; E) - f^-(z; E)) M(E) \quad (\text{A1.37})$$

Для переходу від функцій розподілу  $f^+$  і  $f^-$  до електрохімічних потенціалів  $\mu^+$  і  $\mu^-$  скористаємося наближенням лінійного відгуку (21) роботи [1]

$$f^+(z; E) - f^-(z; E) = \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) (\mu^+(z) - \mu^-(z)). \quad (\text{A1.38})$$

Таким чином з (A1.37) отримаємо шукане рівняння (A1.22)

$$I(z) = \frac{q}{h} (\mu^+(z) - \mu^-(z)) \int_{-\infty}^{+\infty} dE \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) M(E), \quad (\text{A1.39})$$

маючи на увазі, що в інтегралі праворуч стоїть термічно усереднене число мод  $M$ .

## Додаток 2.

**Опір  $R_{int}$  на межі контакту двох провідників з різним числом мод.** Розглянемо межу поділу між двома провідниками з різним числом мод провідності  $M_1 > M_2$ , що межують з двома масивними контактами на обох кінцях, число мод в яких ефективно нескінченно велике (рис. A2.1).

Розглянемо електрохімічні потенціали  $\mu^+$  і  $\mu^-$ , що відповідають руху електронів праворуч

і ліворуч відповідно. Як показано в Додатку 1, крайові умови мають вигляд

$$\begin{aligned} \mu^+|_L &= \mu_1 \\ \mu^-|_R &= \mu_2 \end{aligned} \quad (\text{A2.1})$$

Струм праворуч і струм ліворуч однакові і дорівнюють (Додаток 1)

$$I = \frac{q}{h} M_1 (\mu^+ - \mu^-)_L = \frac{q}{h} M_2 (\mu^+ - \mu^-)_R. \quad (\text{A2.2})$$

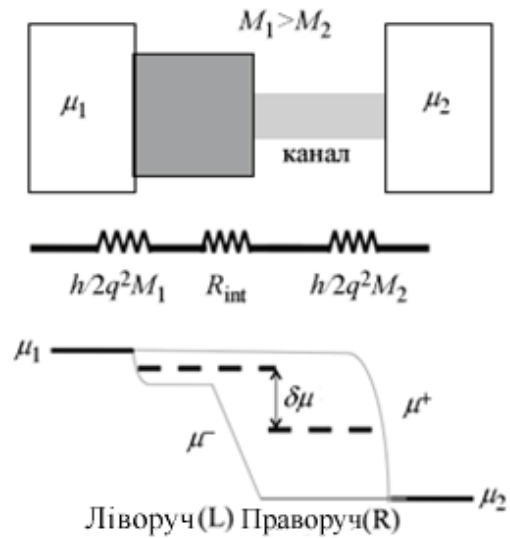


Рис. A2.1. Межа поділу між двома каналами провідності (умовно-широким і вузьким) з числом мод  $M_1 > M_2$ , що межують з масивними контактами на обох кінцях, число мод в яких ефективно нескінченно велике.

Електрони рухаються вільно через межу поділу так, що потік, який рухається праворуч у вузькому каналі, перебуває в рівновазі з потоком, що рухається праворуч у широкому каналі:

$$\mu^+(R) = \mu_1. \quad (\text{A2.3})$$

Потік, що рухається ліворуч у широкому каналі, не може бути адекватно насичений вузьким каналом і відповідний потенціал *a priori* не відомий. Для його визначення з (A2.2) маємо

$$\mu^+(L) - \mu^-(L) = \frac{M_2}{M_1} (\mu^+(R) - \mu^-(R)). \quad (\text{A2.4})$$

Підставляючи далі (A2.1) і (A2.3), отримуємо:

$$\mu^-(L) = \mu_1 - \frac{M_2}{M_1} (\mu_1 - \mu_2). \quad (\text{A2.5})$$

Для обчислення межового опору  $R_{int}$  потрібно обчислити стрибок потенціалу на межі контакту двох провідників:

$$\delta\mu = \left( \frac{\mu^+ + \mu^-}{2} \right)_L - \left( \frac{\mu^+ + \mu^-}{2} \right)_R. \quad (\text{A2.6})$$

Використовуючи (A2.1), (A2.3) і (A2.5), одержуємо:

$$\delta\mu = \left( 1 - \frac{M_2}{M_1} \right) (\mu_1 - \mu_2), \quad (\text{A2.7})$$

$$I = \frac{q}{h} M_2 (\mu_1 - \mu_2) \quad (\text{A2.8})$$

Звідси одержуємо шукану формулу для межового опору:

$$R_{int} \equiv \frac{\delta\mu / q}{I} = \frac{h}{2q^2} \left( \frac{1}{M_2} - \frac{1}{M_1} \right). \quad (\text{A2.9})$$

### Список літератури

1. *Кругляк Ю.О., Кругляк Н.Ю., Стрїха М.В.* Уроки наноелектроніки: виникнення струму, формулювання закону Ома і моди провідності в концепції «знизу – вгору» // *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*. – 2012. – V. 3(9), N 4. – P. 5 – 30.
2. *Кругляк Ю.О., Кругляк Н.Ю., Стрїха М.В.* Уроки наноелектроніки: термоелектричні явища в концепції «знизу – вгору» // *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*. – 2013. – V. 4(10), N 1. – P. 6-21.
3. *Datta Supriyo.* Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport. – Hackensack, New Jersey: World Scientific Publishing Co. – 2012. – pp. 471.
4. *Dyakonov M.I., Perel V.I.* Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors // *Physics Letters*. – 1971. – V. A35. – P. 459 – 460.
5. *Julliere M.* Tunneling between ferromagnetic films // *Physics Letters*. – 1975. – V. A54, N 3. – P. 225 – 226.
6. *Аронов А.Г., Пикус Г.Е.* Спиновая инжекция в полупроводниках // *Физика и техника полупроводников*. – 1976. – № 10. – С. 1177 – 1180.
7. *Johnson M., Silsbee R. H.* Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals // *Phys. Rev. Lett.* – 1985. – V. 55, N 17. – P. 1790 – 1793.
8. *Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J.* Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – V.61, N 21. – P. 2472 – 2475.
9. *Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W.* Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // *Phys. Rev. B*. – 1989. – V. 39. – P. 4828 – 4830.
10. *Datta S., Das B.* Electronic analog of the electrooptic modulator // *Appl. Phys. Lett.* – 1990. – V. 56, N 7. – P. 665 – 667.
11. *Fert A., Campbell I. A.* Two-current conduction in Nickel // *Phys. Rev. Lett.* – 1968. – V. 21, N 16. – P. 1190 – 1192.
12. *Dresselhaus G.* Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures // *Physical Review*. – 1955. – V.100, n.2. – P. 580 – 586.
13. *Рауба Э.И.* Свойства полупроводников с петлей экстремума. 1. Циклотронный и комбинированный резонанс в магнитном поле, перпенди-

- кулярном плоскости петли // Физика твердого тела. – 1960. – Т.2, № 6. – С.1224 - 1938.
14. Wunderlich Jörg, Park Byong-Guk, Irvine Andrew C., Zárbo Liviu P., Rozkotová Eva, Nemes Petr, Novák Vít, Sinova Jairo, Jungwirth Tomás. Spin Hall effect transistor // Science. – 2010. – V. 330, N 6012. – P. 1801 – 1804.
  15. Хомицкий Д.В. Физические основы методов управления спиновой плотностью в наноструктурах спинтроники. Нижний Новгород: НГУ им.Н.И.Лобачевского, 2011. – 94 с.
  16. Погорілий А.М, Рябченко С.М., Товстолиткін О.І. Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку // УФЖ. Огляди. – 2010. – Т. 6, № 1. – С. 37 – 97.
  17. Mott N.F. The Electrical Conductivity of Transition Metals // Proc. Roy. Soc. – 1936. – V. 153. – P. 699 – 717.
  18. Mott N.F. Electrons in Transition Metals // Adv. Phys. – 1964. – V. 13. – P. 325.
  19. Schmidt G. Concepts for Spin Injection into Semiconductors – a Review // J.Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. R107 – R122.
  20. Мартинес-Дуарт Дж.М., Мартин-Палма Р.Дж., Ф.Агулло-Рueda. Нанотехнологии для опто- и микроэлектроники. Москва: Техносфера, 2009. – 368 с.
  21. Пудалов В.М. Переходы металл-диэлектрик: новая физика старого явления // Природа. – 1999. - №1. – С.11-22.
  22. Valet T., Fert A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48. – P. 7099.
  23. Sears F.W., Salinger G.L. Thermodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics. – Boston: Addison-Wesley. – 1975. – pp. 331 – 336, 355 – 361.
  24. Kubo R. Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes.I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems // J. Phys. Soc. Japan. – 1957. – V. 12. – P. 570 – 586.
  25. Martin P.C., Schwinger J. Theory of many-particle systems. I // Phys. Rev. – 1959. – V. 115, N 6. – P. 1342 – 1373.
  26. Kadanoff L.P., Baym G. Quantum Statistical Mechanics. – New York: W.A.Benjamin. – 1962.
  27. Keldysh L.V. Diagram Technique for Non-Equilibrium Processes // ЖЭТФ. – 1964. – Т. – 47. – С. 1515 – 1527 (Sov. Phys. JETP. – 1965. – V. 20. – P. 1018).
  28. Takahashi S., Maekawa S. Spin Injection and Detection in Magnetic Nanostructures // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 67. – P. 052409.
  29. Третьяк О.В., Львов В.А., Барабанов О.В. Фізичні основи спінової електроніки // Київ: Вид-во Київського ун-ту. – 2002. – 314 с.
  30. Данилов Ю.А., Демидов Е.С., Ежеский А.А. Основы спинтроники // Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского. – 2009. – 173 с.
  31. Аплеснин С.С. Основы спинтроники // Санкт-Петербург: Изд-во ЛАНЬ. – 2010. – 288 с.
  32. Tsoi M., Jansen A.G.M., Bass J., Chiang W.-C., Seck M., Tsoi V., Wyder P. Excitation of a Magnetic Multilayer by Electric Current // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 80. – P. 4281.
  33. Myers E.B., Ralph D.C., Katine J.A., Louie R.N., Buhrman R.A. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices // Science. – 1999. – V. 285. – P. 867 – 870.
  34. Katine J.A., Albert F.J., Buhrman R.A., Myers E.B., Ralph D.C. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 84. – P. 3149 – 3152.
  35. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys.Rev. B. – 1996. – V. 54, N 13. – P. 9353 – 9358.
  36. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J.

- Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 159. – P. L1.
37. *Bazaliy Y.B., Jones B.A., Zhang S.-C.* Modification of the Landau-Lifshitz equation in the presense of a spin-polarized current and colossal- and giant-magnetoresistive materials // Phys.Rev. B. – 1998. – V. 57. – P. R3213 – R3216.
38. *Sun J.Z.* Spin-current interaction with a monpdomain magnetic body: A model study // Phys.Rev. B. – 2000. – V. 62. – P. 570.
39. *Ralph D.C., Stiles M.D.* Spin transfer torques // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – V. 320. – P. 1190 – 1216.
40. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // *Ландау Л.Д.* Собрание трудов в 2 т. Под ред. Е.М. Лифшица. М.: Наука. – 1969. – Т. 1. – С. 97.
41. *Gilbert T.* A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials // IEEE Transactions on Magnetism. – 2004. – V. 40, N 6. – P. 3443 – 3449.
42. *Звездин А.К., Звездин К.А., Хвальковский А.В.* Обобщенное уравнение Ландау — Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // УФН. – 2008. – Т. 178. – С. 436 – 442.
43. *Huber Alex, Schäfer Rudolf.* Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures. Springer: 1998. – 557 p. (Див. викладки на С. 151).
44. *Mewes Tim et al.* Magnetization dynamics including spin-torque // [www.bama.ua.edu/~tmewes/](http://www.bama.ua.edu/~tmewes/).
45. *Hasan M.Z., Kane C.L.* Topological Insulators // Rev. Mod. Phys. – 2010.– V. 82, N 4. – P. 3045 – 3067.

Надійшла до редакції 29.10.2012

Прийнята до публікації 28.01.2013