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

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

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

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

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

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

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

[6] У англомовній літературі: AHE – anomalous Hall effect.

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

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

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

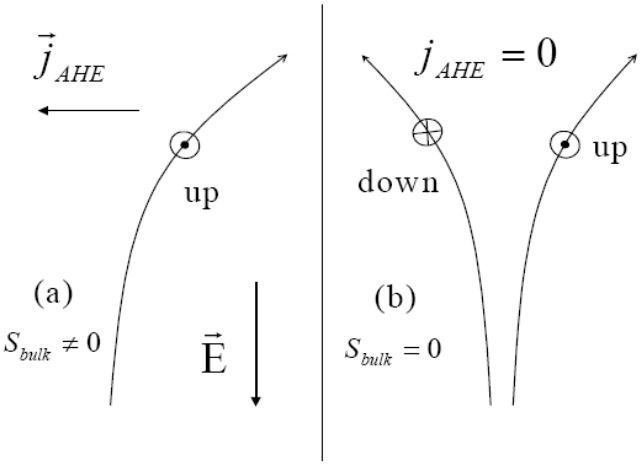


Рис. 6. Схематичне пояснення спільності і різниці між аномальним ефектом Холла (схема (a)) і спіновим ефектом Холла (схема (b)) (рис. запозичено з роботи [18])

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

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

[7] У англомовній літературі: SHE – spin Hall effect.

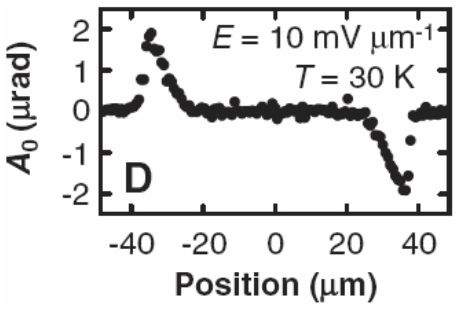


Рис. 7. Залежність кута обертання поляризації світла (величина пропорційна до спінової густини) від координати в напрямку, перпендикулярному до струму і площини зразка (запозичено з роботи [65])

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

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

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

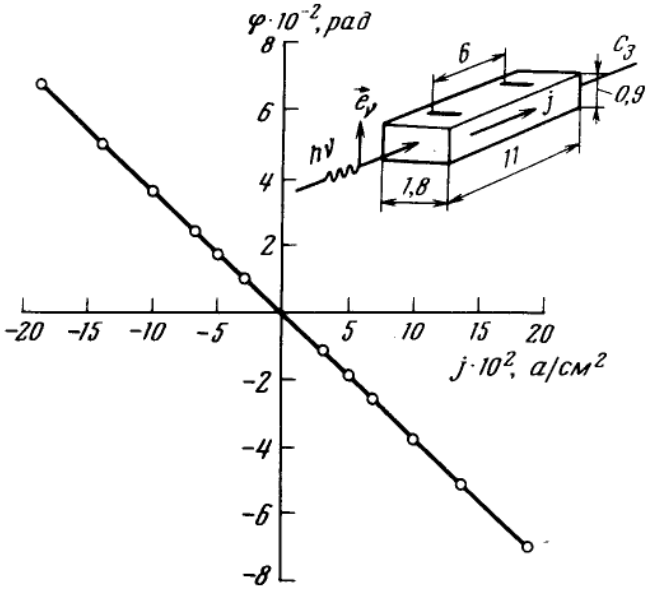


Рис. 8. Залежність кута фарадеєвського обертання площини поляризації світла φ від густини електричного струму через кристал телуру з концентрацією дірок $p = 1{,}5{\cdot}10^{17}$ см$^{-1}$ при 77 K. Праворуч вгорі показано схему організації вимірювань (запозичено з роботи [71])

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

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

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

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

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

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

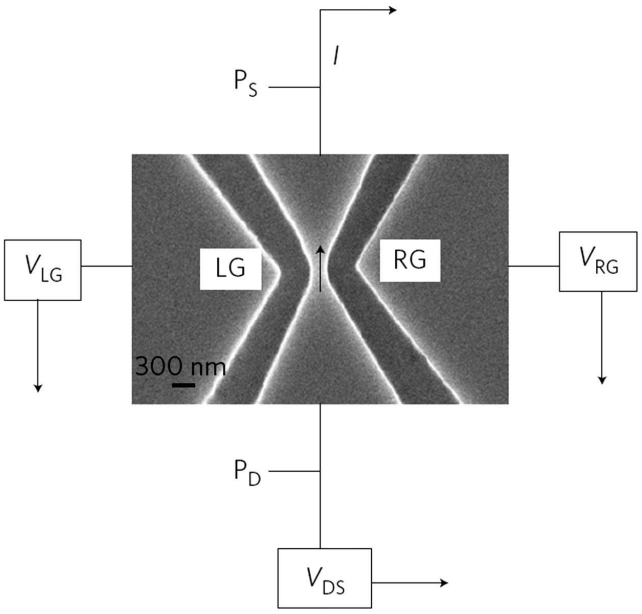


Рис. 9. Мікрографія у $x-y$ площині типового InAs квантового точкового контакту, який використано у роботі [72], зроблена скануючим електронним мікроскопом. LG і RG є, відповідно, лівим і правим затворами. Провідність приладу визначалася з вимірів струму I та різниці напруг між точками $P_{\rm D}$ і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

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

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

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

[8] У англомовній літературі: SOI – spin-orbit interaction.