

С. СОЛОГУБ,¹ І. БОРДЕНЮК,¹ К. ТЕГЕНКАМП,² Х. ПФНЮР²

¹ Інститут фізики НАН України,

(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: sologub@iop.kiev.ua)

² Інститут фізики твердого тіла, університет Ганновера ім. Лейбніца

(Appelstraße 2, 30167 Hannover, Germany)

УДК 538.935, 538.955,
538.915, 544.723,
541.183

ПОВЕРХНЕВЕ РОЗСІЮВАННЯ НОСІЇВ СТРУМУ І ПОВЕРХНЕВІ ЕЛЕКТРОННІ СТАНИ

Наведений огляд експериментальних досліджень розсіювання носіїв струму на атомночистих і вкритих моношарами водню (дейтерію) поверхнях $Mo(110)$ і $W(110)$, яке відбувається за участю поверхневих електронних станів, а також механізмів розсіювання носіїв струму спін-поляризованих поверхневих електронних станів епітаксійних наноплівки $Bi(111)$ з атомночистою і вкритою надмалими покриттями магнітних і немагнітних адатомів поверхнею.

Ключові слова: поверхнєве розсіювання носіїв струму, поверхнєві електронні стани, електронно-діркові перекидання, епітаксійні наноплівки вісмуту, перехід “напівметал-напівпровідник”, ефект Рашиби, магнітотранспорт.

1. Вступ

Функціональні характеристики сучасних електронних приладів значною мірою визначаються електронними транспортними властивостями низьковимірних провідників, які, в свою чергу, залежать від характеру розсіювання носіїв струму на поверхні, зокрема від розсіювання носіїв поверхневих електронних станів. Стимулюючими прикладами, що надихають на подальший розвиток досліджень в цьому напрямку, є практичне застосування ефекту гігантського магнітоопору, в основі якого лежить спін-залежне поверхнєве розсіювання [1], і захоплююча перспектива використання матеріалів із сильною спін-орбітальною взаємодією, в яких розсіювання носіїв поверхневих станів є пригніченим або навіть забороненим. Найяскравішим представником такого класу матеріалів є *топологічні ізолятори* (ТІ) – багатокомпонентні сполуки, що мають діелектричний об'єм і провідні спін-розщеплені поверхнєві електронні стани [2], *носії струму в яких топологічно захищені від розсіювання* [3]. На відміну від традиційного шляху збільшення провідності завдяки зменшенню дифузності поверхнєвого розсіювання, використання ТІ може стати принципово новим підходом, який в ідеальному випадку дозволить в більшості випадків по-

збутися розсіювання носіїв взагалі. Іншим представником поверхневих систем із сильною спін-орбітальною взаємодією є *тонкі плівки* Bi , для яких домінування спін-розщеплених провідних поверхневих електронних станів виникає в результаті квантового розмірного ефекту – *переходу “напівметал-напівпровідник”* в об'ємі матеріалу [4]. Тому, тонкі епітаксійні наноплівки Bi , які і є об'єктом наших досліджень, є зручною і доволі простою модельною системою для вивчення процесів розсіювання носіїв поверхневих станів ТІ.

У класичних провідниках внесок поверхнєвого розсіювання у транспортні властивості стає суттєвим, коли хоча б один з їх розмірів d стає порівняним з довжиною вільного пробігу носіїв струму l ($d \leq l$). Тому, домінування поверхнєвого розсіювання можна досягти зниженням температури, використанням надчистих матеріалів з досконалою кристалічною структурою, а також прикладанням сильного магнітного поля, яке концентрує електричний струм біля поверхні провідника [5]. Такий експериментальний підхід був нами застосований для *ідентифікації ролі поверхневих електронних станів при розсіюванні носіїв струму на поверхні металів*. Ці адсорбційні дослідження дозволили виділити внесок поверхневих електронних станів у макроскопічний магнітоопір (МО) металу на фоні внеску електронних станів об'єму, що досі вважалося досить проблематичним [6].

© С. СОЛОГУБ, І. БОРДЕНЮК, К. ТЕГЕНКАМП,
Х. ПФНЮР, 2015

У даній статті представлений стислий огляд наших низькотемпературних надвисоковакуумних магнітотранспортних досліджень фізичних ефектів, що визначаються поверхневим розсіюванням носіїв струму та властивостями поверхневих електронних станів, характеристики яких модифікуються за допомогою субмоношарової адсорбції. Спочатку розглядаються гальваномагнітні розмірні дослідження, в яких вивчається роль поверхневих електронних станів у поверхневому розсіюванні носіїв струму на атомночистих і вкритих моношарами водню (дейтерію) поверхнях монокристалів W(110) і Mo(110) [7–9]. Ці експерименти проводилися в Інституті фізики НАН України. Друга частина огляду представляє результати (магніто)транспортних досліджень розсіювання носіїв спін-поляризованих поверхневих електронних станів епітаксійних плівок Bi(111) на надмалих покриттях адсорбованих магнітних і немагнітних атомів [10–13]. Ця серія експериментів проведена в Інституті фізики твердого тіла Університету Ганновера.

2. Переходи між поверхневими і об'ємними електронними станами при розсіюванні носіїв струму на поверхнях (110) вольфраму і молібдену

Закономірності поверхневого розсіювання носіїв струму на поверхні досконалих монокристалів металів були сформульовані Андрєєвим [14] у вигляді законів збереження енергії і тангенціальної компоненти квазіімпульсу:

$$\varepsilon = \varepsilon' = \varepsilon_F, \quad (1)$$

$$\mathbf{k}_t = \mathbf{k}'_t + n\mathbf{g}, \quad (2)$$

де ε – енергія носія, ε_F – енергія Фермі металу, \mathbf{k}_t – тангенціальна компонента хвильового вектора носія, \mathbf{g} – довільний вектор поверхневої оберненої ґратки, n – довільне ціле число, а штриховані і нештриховані величини позначають стан носія до і після розсіювання. Рівняння (1), (2) формують модель поверхневого розсіювання, як дифракції електронних хвиль на поверхні, причому характер розсіювання визначається симетрією поверхневої ґратки металу і топологією проекції його поверхні Фермі на площину поверхні розсіювання.

Справедливість цієї концепції підтвердили експериментальні дослідження поверхневого розсіювання для атомночистих і покритих субмоношарами адсорбатів поверхонь монокристалів важкоплавких металів, що виконувалися методами, які базуються на гальваномагнітних розмірних явищах [5, 15].

На основі дифракційної моделі можна інтерпретувати викликану субмоношаровою адсорбцією водню (H) (дейтерію (D)) зміну МО тонких ($d \sim 0,1$ мм) монокристалічних пластин W(110) і Mo(110), які знаходяться в умовах статичного скін-ефекту (тобто, коли класично сильне магнітне поле, прикладене в площині поверхні перпендикулярно до поверхневого струму, завдяки поверхневому розсіюванню викликає концентрацію струму в приповерхневому шарі з товщиною порядку радіуса Лармора [16]). Далі розглядатимуться експериментальні результати, які характеризують адсорбційні системи H,D – Mo(110) [9], але аналогічні ефекти були нами виявлені і для адсорбційних систем H,D – W(110) [7, 8].

На рис. 1, а показано, що адсорбція H(D) на поверхні Mo(110) при $T = 4,2$ К, приводить до збільшення МО пластини, викликаного поступовим порушенням симетрії атомночистої поверхні Mo(110) при випадковому заповненні адцентрів до покриття $\sim 0,5$ моношару (МШ). Спадання МО пов'язане з поступовим відновленням симетрії атомночистої поверхні шляхом формування доменів моношарової структури (1×1) через заповнення вільних адсорбційних центрів до покриття ~ 1 МШ. Таким чином, спочатку відбувається збільшення дифузності розсіювання носіїв струму, а після заповнення 0,5 МШ – збільшення дзеркальності [17].

Ступінчате відпалювання напорошених при $T = 4,2$ К плівок H(D) приводить до немонотонної зміни МО, яка є результатом часткової десорбції атомів і утворення їхніх субмоношарових ґраток (рис. 1, б). Відпалювання в кожній температурній точці проводилось протягом ~ 1 с, після чого температура знижувалася до гелієвої для вимірювання МО. Утворення ґраток адсорбатів за винятком структури (1×1), що повторює ґратку атомночистої поверхні, призводить до зміни поверхневої симетрії і відповідно до рівняння (2) може змінювати характер поверхневого розсіювання. Зокрема, як це було вперше експериментально

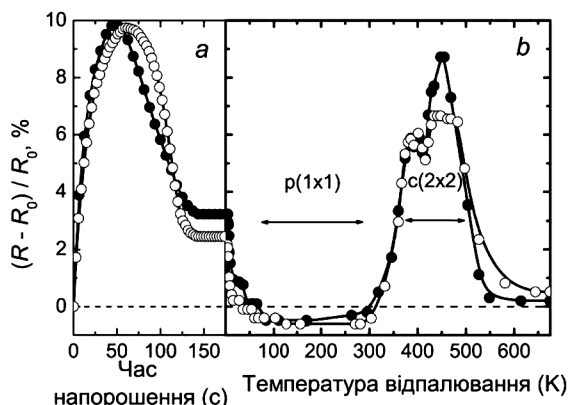


Рис. 1. Зміна МО пластини Mo(110): *a* – при адсорбції водню і дейтерію на пластину, охолоджену до $T = 4,2$ К, *b* – при ступінчастому відпалі напорошених плівок адсорбтивів. Незаповнені кружечки – водень, заповнені кружечки – дейтерій; стрілками вказані орієнтовні області існування субмоношарових ґраток адсорбтивів [9]

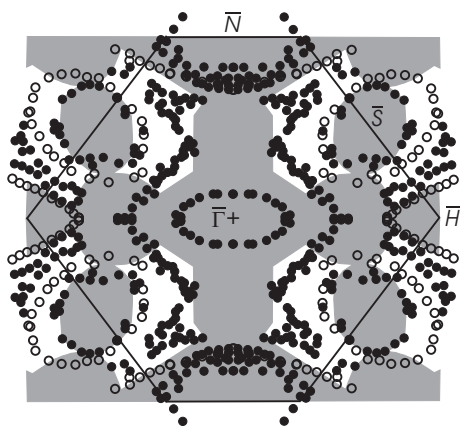


Рис. 2. Тіньова проекція поверхні Фермі об’ємних електронних станів Мо на площину (110) (область із заливкою) і структура поверхневих електронних станів атомночистої поверхні Mo(110) (чорні кружечки) та цієї ж поверхні, вкритої впорядкованим моношаром водню (незаповнені кружечки) [19]

продемонстровано в [15] і підтверджено подальшими експериментами [5], найбільший вплив на зміну МО чинить “відкривання” чи “закривання” каналів електронно-діркових перекидань, тобто переходів носіїв між електронними і дірковими частинами поверхні Фермі. Наприклад, збільшення МО при відпалі (рис. 1, *b*, $T \approx 450$ К) викликане саме електронно-дірковими переходами, які стають дозволенними при формуванні структури $c(2 \times 2)$.

При температурах відпалу $T > 100$ К (рис. 1, *b*) відбувається формування моношарових ґраток (1×1) -H(D), які повторюють симетрію атомночистої поверхні Mo(110) і очікувано викликають зменшення МО і поверхневого розсіювання, причому незмінність МО в діапазоні $100 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$ свідчить про граничну впорядкованість і постійні концентрації адсорбтивів у ґратках (1×1) -H(D). Несподіваним і інтригуючим є абсолютне значення МО для пластини Mo(110), вкритої впорядкованим моношаром адатомів H(D), яке є меншим за величину, характерну для пластини з атомночистою поверхнею! Іншими словами, адсорбція впорядкованого моношару атомарного водню (дейтерію) збільшує дзеркальність поверхневого розсіювання носіїв струму! Зазначимо, що цей ефект спостерігається на фоні факторів, що збільшують дифузність розсіювання, зокрема, переріз розсіювання носіїв на адатомах водню (дейтерію) і поверхневих атомах Мо сильно відрізняються, причому ґратка адатомів (1×1) -H(D) зсунута в латеральній площині відносно ґратки верхнього шару атомів Мо; крім того, завдяки існуванню двох еквівалентних центрів адсорбції з потрібною координацією [18] плівки (1×1) -H(D) складаються з двох типів доменів і містять численні доменні стінки. Зазначимо також, що, відсутність реконструкції поверхні Mo(110) при адсорбції моношарів (1×1) -H(D) [18] не дозволяє пов’язати знайдений специфічний ефект із реконструкцією поверхні.

Причина ефекту стає зрозумілою, при врахуванні трансформації електронної структури електронних станів поверхні Mo(110) завдяки адсорбції моношару (1×1) -H(D). Цей процес був експериментально вивчений методом фотоелектронної спектроскопії з кутовим розділенням (рис. 2) [19] (результати аналогічних досліджень для моношарів (1×1) -H(D), адсорбованих на поверхні W(110) [20] були використані нами для аналізу системи H,D – W(110) [7, 8]).

Графічна інтерпретація законів збереження (1) і (2) ($ng = 0$), означає, що *переходи між поверхневими і об’ємними електронними станами можливі при перекриванні проєкцій фермі-контурів поверхневих станів і фермі-поверхні об’ємних станів на площину поверхні розсіювання* (в рівновазі поверхневі і об’ємні стани мають однакову енергію $\epsilon_F \pm k_B T$). Такі переходи ха-

рактерні для атомночистої поверхні Mo(110). Наприклад (рис. 2), переходи дозволені між фермі-контурями, центрованими в точках $\bar{\Gamma}$ і \bar{N} поверхневої зони Бріллюена, і, відповідно, електронним валетом і дірковим октаедром об'ємної поверхні Фермі. Вони є різновидом багатоканального дзеркального розсіювання носіїв струму на поверхні [5, 15].

Адсорбція і впорядкування моношару водню призводить до зникнення одних (наприклад, центрованих в точці $\bar{\Gamma}$) і виникнення інших (наприклад, центрованих в точках \bar{H}) фермі-контурів поверхневих станів. Крім того, деякі фермі-конттури (наприклад, центровані в точках \bar{S}) “видавлюються” за межі проекції об'ємної поверхні Фермі. Такі трансформації приводять до заборони переходів між поверхневими і об'ємними станами і викликають збільшення дзеркальності поверхневого розсіювання. Не надто велика зміна МО, викликана цим ефектом, пов'язана з невеликим фазовим об'ємом, який обіймають поверхневі електронні стани в просторі імпульсів (рис. 2). До того ж, істинне збільшення дзеркальності є значно більшим, оскільки воно спостерігається на фоні низки згаданих факторів, які збільшують дифузність поверхневого розсіювання. І, нарешті, навіть для тонких досконалих монокристалічних пластин металів в умовах статичного скін-ефекту внесок поверхневої складової у провідність спостерігається на фоні значної провідності об'єму металу.

3. Розсіювання носіїв струму поверхневих спін-поляризованих електронних станів вісмуту

Специфічні властивості напівметалічного Bi – надзвичайно велика фемієвська довжина хвилі ($\lambda_F \approx 30$ нм), мала ефективна маса ($\sim 0,001m_e$) та висока рухливість носіїв струму, превалювання концентрації носіїв поверхневих електронних станів над об'ємними (відповідно $\sim 10^{13}$ см $^{-2}$ і 10^{17} см $^{-3}$) та сильна спін-орбітальна взаємодія лежать в основі низки яскравих фізичних ефектів, які притаманні цьому матеріалу [21–24]. Одним з них є квантовий розмірний ефект, внаслідок якого в об'ємі тонких плівок Bi ($d < 30$ нм) відбувається перехід напівметал–напівпровідник [3, 22]. У цьому випадку при низьких температурах ($T < 60$ К

[10]) електричною провідністю об'єму можна знехтувати, а основним каналом переносу заряду є поверхневі електронні стани Bi. Це було експериментально підтверджено, зокрема, для епітаксійних плівок Bi, вирощених на поверхні Si(111) [25, 26]. Крім того, методом фотоелектронної спектроскопії з розділенням за кутом і спіном встановлено, що завдяки ефектові Рашби (зняттю спінового виродження в системах із сильною спін-орбітальною взаємодією при порушенні просторової інверсійної симетрії на поверхні [27]) поверхневі електронні стани Bi, зокрема поверхні Bi(111) [28], є спін-поляризованими [29–31]. З погляду практичного застосування в електроніці і спінтроніці особливий інтерес викликають незвичайні особливості електронного транспорту в спін-розщеплених електронних станах, а саме – заборона розсіювання носіїв струму в напрямку, протилежному їх руху (назад). Внаслідок симетрії обернення часу таке розсіювання можливо лише при зміні напрямку спіну носія, наприклад, при розсіюванні на магнітній домішці.

У цьому розділі дається короткий огляд (магніто)транспортних досліджень процесів розсіювання носіїв спін-розщеплених поверхневих електронних станів епітаксійних плівок Bi(111), властивості яких модифікувалися за допомогою адсорбції малих (<0,01 МШ) концентрацій домішок немагнітних і магнітних атомів (Bi, Sb, Co, Fe, Tb, Cr) [10–13].

У дослідженнях використовувалися вирощені на підкладці Si(111) 7×7 *in situ* плівки Bi з оптимальною для домінування електронного транспорту через поверхневі електронні стани товщиною 20 бішарів (1 БШ $\approx 3,9$ нм) [10]. Поверхня плівок Bi(111) демонструвала чіткі рефлексії дифракції повільних електронів з слабкими ознаками обертового розвпорядкування кристалітів. Типова величина провідності G_0 для 20 БШ-плівок з атомночистою поверхнею становила $2,0 \pm 0,3$ МС [11]. Аналіз повної ширини на половині максимуму дифракційного рефлексу (00) дифракції повільних електронів, яка вимірювалася при різних енергіях електронів (так званий H(S) аналіз [32]), показав, що середній розмір терас (доменів) на поверхні плівки дорівнює ~ 15 нм [11, 12]. Тому, вже при покриттях адсорбату $\delta\Theta \geq 0,001$ МШ середня довжина вільного пробігу носіїв струму

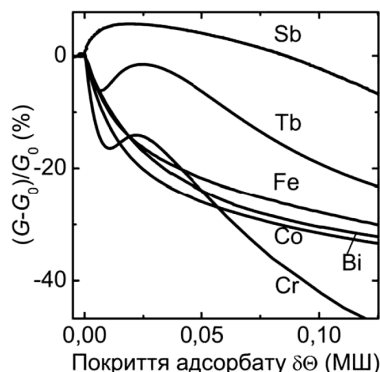


Рис. 3. Зміна електричної провідності 20 БШ-плівки Bi(111) при адсорбції магнітних і немагнітних адатомів на її поверхні; $T = 10$ К, G_0 – провідність плівки з атомністю поверхнею

визначається розсіюванням на адатомах (відстані між адатомами можна оцінити як $1/\sqrt{\delta\Theta}$, коли $\delta\Theta$ визначена як абсолютна концентрація адсорбату).

На рис. 3 показано відносну зміну провідності $\Delta G/G_0 = G(\delta\Theta)/G_0 - 1$ плівки Bi(111) при адсорбції на її поверхні малих концентрацій (напів)металів ($\delta\Theta = 0-0,1$ МШ). При $\delta\Theta > 0,05$ МШ спостерігається сильне зменшення провідності, викликане некогерентним розсіюванням носіїв на адсорбованих домішках, що є ще одним свідченням домінуючого внеску поверхневих електронних станів в електронний транспорт плівок Bi(111). *Немонотонність $\Delta G/G$ при надмалих покриттях Tb і Cr [12, 13] є свідченням значної рухливості адатомів навіть при $T = 10$ К і зумовлюється конкуруванням процесів перерозподілу заряду між адатомами та поверхневими станами і розсіюванням їхніх носіїв струму.* Чисельне моделювання на основі теоретичної моделі, що враховує процеси адсорбції, дифузії адсорбату його захоплення на доменні стінки, формування острівців адатомів і перерозподілу заряду між ними і поверхневими станами, дозволило нам з хорошою точністю відтворити експериментальну залежність зміни провідності при адсорбції Tb (рис. 3) [12].

In situ вимірювання і аналіз поведінки магнітопровідності (МП) і холлівського опору (ХО) 20 БШ-плівок Bi(111) при зміні величини магнітного поля, перпендикулярного до поверхні плівки, дозволили одержати чисельні характеристики

процесів розсіювання носіїв струму поверхневих станів – рухливості і часи релаксації, а також значення концентрацій електронів і дірок в поверхневих станах, що відображають перерозподіл заряду між ними і адатомами.

У першому наближенні перерозподілом заряду між адатомами Bi і поверхневими станами Bi(111) можна знехтувати. Тому, зменшення провідності при адсорбції Bi (рис. 3) головним чином викликане зменшенням рухливості носіїв струму. Цей висновок підтверджують магнітопольові залежності МП ($G(B) - G(0) = F(B)$), виміряні при різних покриттях $\delta\Theta$ адсорбованого Bi, кривизна яких зменшується при збільшенні $\delta\Theta$ (рис. 4, a) із збереженням квадратичної функціональної залежності від B , що збігається з висновком теорії класичного магнітотранспорту з двома типами носіїв струму [34]:

$$G_{\text{клас}}(B) = G(0) \frac{1 + (1 - c)^2 \frac{\mu_n^2 \mu_p^2}{(\mu_n^2 c \mu_p)^2} B^2}{1 + \mu_n \mu_p \frac{\mu_p + c \mu_n}{\mu_n + c \mu_p} B^2}, \quad (3)$$

де μ_n і μ_p та p і n позначають, відповідно, рухливості та концентрації електронів і дірок, $c = p/n$.

Магнітопольові залежності питомого ХО (рис. 4, b), який вираховувався як $\rho_H(B) = (\pi/\ln(2))(U_H/I)$, де U_H – холлівська напруга, I – вимірювальний струм, реєструвалися одночасно з кривими МП (рис. 4, a). Питомий ХО в теорії класичного магнітотранспорту з двома типами носіїв описується формулою [34]:

$$\rho_H(B) = -\frac{B}{|e|} \frac{n\mu_n^2 - p\mu_p^2 + (n - p)\mu_n^2 \mu_p^2 B^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2 + (n - p)^2 \mu_n^2 \mu_p^2 B^2}. \quad (4)$$

Апроксимація експериментальних даних МП (рис. 4, a) і ХО (рис. 4, b) формулами класичного магнітотранспорту (3) і (4) в припущенні фіксованих концентрацій носіїв струму $n = 3 \cdot 10^{12}$ см⁻² і $p = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻² [10] дозволила одержати чисельні дані про рухливості носіїв у поверхневих електронних станах Bi(111) та їх зміну з покриттям $\delta\Theta$ адсорбованого Bi (рис. 4, c).

Зменшення рухливості носіїв при збільшенні $\delta\Theta$ спостерігалось при адсорбції всіх домішкових атомів, що безпосередньо відображає зменшенням довжини вільного пробігу носіїв в принекогерентному розсіюванні на адсорбованих домішках. Використовуючи чисельні дані про рухливості, за

формулою $G_{\text{поверх.}}(\delta\Theta) = (\pi/\ln(2))e(n\mu_n(\delta\Theta) + r\mu_p(\delta\Theta))$ було обчислено поверхнєву провідність плівки Ві(111) при різних покриттях адсорбованого Ві (рис. 4, c). Узгодження між обчисленим (рис. 4, c, $\Delta G/G_0|_{0,04 \text{ МШ}} = 0,37$) і вимірним (рис. 3, b, $\Delta G/G_0|_{0,04 \text{ МШ}} = 0,22$) значеннями ще раз демонструє висновок про домінування внеску поверхневих станів у електронний транспорт тонких плівок Ві(111). Зазначимо також, що при адсорбції Ві зміна знака ХО викликана лише зміною співвідношення між рухливістю електронів і дірок при їх незмінних концентраціях (рис. 4, b). У наближенні малих магнітних полів питомий ХО лінійно залежить від B (рівняння (4)), при цьому знак ρ_H є додатним (від'ємним), якщо $\mu_n/\mu_p < (>)\sqrt{p/n} = 1,09$ (рис. 5, c).

Порівняння магнітотранспортних вимірювань для плівок Ві(111), вкритих адатомами Ві (рис. 4) і Fe (рис. 5) в однаковому діапазоні покриттів адсорбатів демонструє швидше зменшення МП при адсорбції магнітного Fe. Крім того, при адсорбції Fe спостерігається відхилення від квадратичної поведінки МП і навіть її збільшення (рис. 5), що є ознакою пригнічення ефекту слабкої антилокалізації (САЛ) і посилення ефекту слабкої локалізації (СЛ) [35], які обговорюватимуться нижче. Взаємоузгоджена апроксимація залежностей МП і ХО (рис. 5) формулами (3) і (4) дозволила знайти залежності рухливості і концентрації носіїв поверхневих станів від покриття адатомів Fe (рис. 6). Очевидно, що викликано адсорбцією Fe зменшення рухливості приблизно вдвічі більше, ніж викликано Ві. Більше того, адатоми Fe є акцепторами, кожен з яких відбирає з поверхневих станів Ві(111) заряд приблизно $0,5 e^-$ /адатом.

Висновки про ефективність розсіювання носіїв струму назад були зроблені на основі аналізу “квантової поправки” до МП. Ця поправка характеризує ефект СЛ, який полягає в локалізації носіїв струму завдяки їх конструктивній інтерференції при багаторазових пружних процесах розсіювання в напрямку, протилежному їх руху, та ефект САЛ, який викликає пригнічення ефекту СЛ у результаті деструктивної інтерференції електронних хвиль завдяки перевертанням спіну носіїв при пружному розсіюванні в системах із сильною спіноорбітальною взаємодією. Поправка до провідності одержувалася шляхом видалення з експеримен-

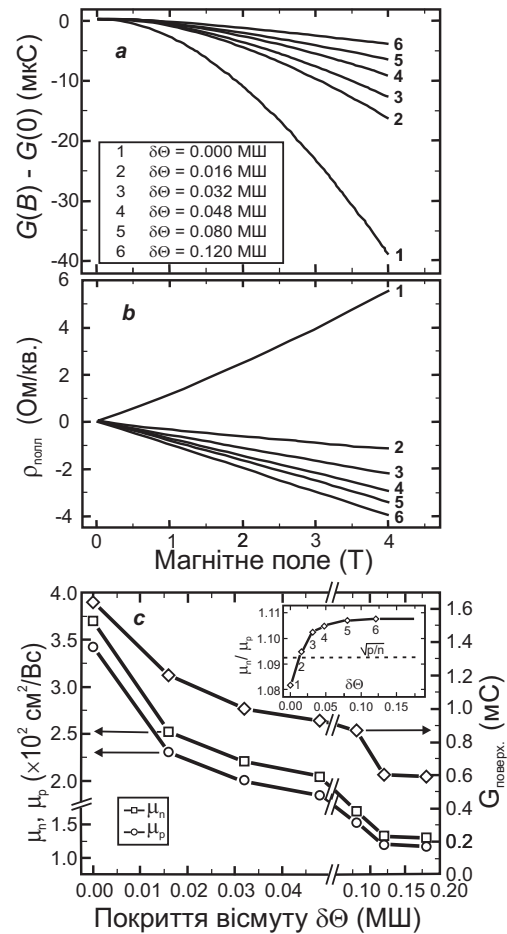


Рис. 4. Залежності МП (G) і питомого ХО (ρ_H) від величини магнітного поля для різних покриттів Ві ($\delta\Theta$), адсорбованого при $T = 10 \text{ K}$ на 20 БШ-плівці Ві(111) (a, b), одержані з даних про магнітотранспорт (a, b) рухливості електронів (μ_n , \square) і дірок (μ_p , \circ) (вісь ординат ліворуч) і обчислена поверхнєва провідність $G = \sigma\pi/\ln 2$ (\diamond , вісь ординат праворуч) (c). На вставці показано залежність відношення μ_n/μ_p від $\delta\Theta$ і проілюстровано причину різних нахилів кривих ρ_H [11]

тальних даних “класичної” компоненти МП $G_{\text{клас}}$ (рівняння (3)).

Залежності $\Delta G = G - G_{\text{клас}} = F(B)$ для плівок Ві(111), вкритих різними покриттями адатомів Fe і Ві, показані на рис. 7, a і 7, c. Очевидно, що для плівки з атомночистою поверхнею домінує ефект САЛ (зменшення $G - G_{\text{клас}}$ із збільшенням магнітного поля є свідченням пригнічення цього ефекту). Адсорбція атомів Ві (принаймні до покриття $\delta\Theta \sim 0,18 \text{ МШ}$) не приводить до якісної

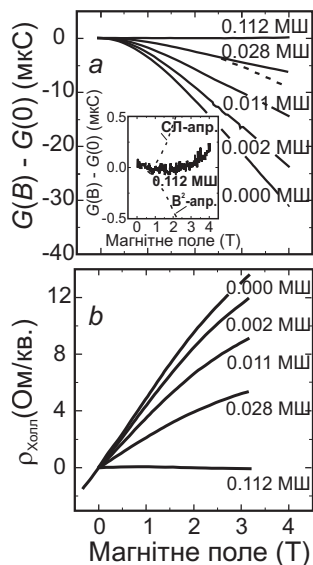


Рис. 5. Магнітопольові залежності МП (G) і питомого ХО (ρ_H) для різних покриттів Fe ($\delta\Theta$), адсорбованого при $T = 10$ К на поверхні 20 БШ-плівки Bi(111) [11]. Пунктирною лінією показана апроксимація $G(B)$ квадратичною функцією (рівняння (3)). На вставці: апроксимація $G(B)$ комбінацією формул теорії СЛ [36] і класичної теорії магнітотранспорту [34]

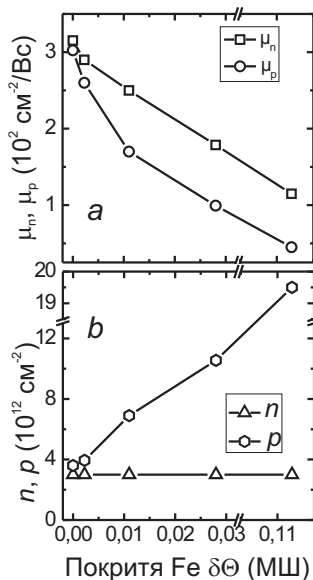


Рис. 6. Рухливості електронів (μ_n , \square) і дірок (μ_p , \circ) поверхневих станів Bi(111), вкритих адатомами Fe (a); відповідні концентрації електронів (n , Δ) і дірок (p , \circ), одержані з даних про МП і ХО (рис. 5) [11] (b)

зміни поведінки $G - G_{\text{клас}}$ (рис. 7, c), тоді як збільшення покриття Fe $\delta\Theta > 0,3$ МШ викликає зміну знака $G - G_{\text{клас}}$, що свідчить про превалювання ефекту СЛ, який пригнічується магнітним полем (рис. 7, a). Враховуючи те, що зменшення довжини вільного пробігу носіїв поверхневих станів викликається як адатомами Ві, так і Fe можна зробити висновок, що *перехід між режимами САЛ і СЛ, що спостерігається при адсорбції Fe, однозначно пов'язаний зі значним магнітним моментом адатомів.*

Апроксимація залежностей $(G - G_{\text{клас}}) = F(B)$ формулами теорії Хікамі [36], що описує поведінку МП в 2D системах, для яких є суттєвими процеси СЛ і САЛ (рис. 7, a, c), дозволило знайти часи релаксації, що характеризують різні механізми розсіювання носіїв поверхневих станів Bi(111) (пружне τ_0 , непружне τ_i і спин-орбітальне τ_{so}) для різних покриттів адсорбованих атомів (деталі див. в [10]). Ці результати (рис. 7, b, d) демонструють поступове зменшення часу пружного розсіювання τ_0 при збільшенні покриття обох адсорбатів (що очікувано в контексті даних рис. 4), проте *найяскравішим ефектом є викликане адсорбцією Fe чотирикратне збільшення часу спин-орбітального розсіювання τ_{so} , який є майже незмінним при адсорбції Ві.* Отже, для всіх використаних в експерименті концентрацій адсорбованого Ві зберігається ефект САЛ і характеристики сильної спин-орбітальної взаємодії в розщеплених за рахунок ефекту Рашби поверхневих електронних станах.

Для порівняння в таблиці наведено дані про характеристики розсіювання носіїв поверхневих ста-

Порівняння перерізів розсіювання носіїв поверхневих станів Bi(111) на різних адатомах відносно Ві ($\sigma/\sigma_{\text{Bi}}$), відношення часів спин-орбітального розсіювання τ_{so} при покритті $\delta\Theta = 0,1$ МШ (для Cr – 0,035 МШ) і $\delta\Theta = 0$ і середня величина зміни заряду цих адатомів (Δq) при адсорбції

Адаатом	$\frac{\sigma_{\text{адатом}}}{\sigma_{\text{Bi}}}$	$\frac{\tau_{so}(0,1 \text{ МШ})}{\tau_{so}(0 \text{ МШ})}$	$\Delta q(e^-/\text{атом})$	Посилання
Bi	~1	~1	~0	[11]
Co	~2	~4	-0,6	[11]
Fe	~2	~4	-0,5	[11]
Tb	~2,7	~3	0,05	[13]
Cr	~6	~4	0,03	[14]
Sb	~1	-	<0	[-]

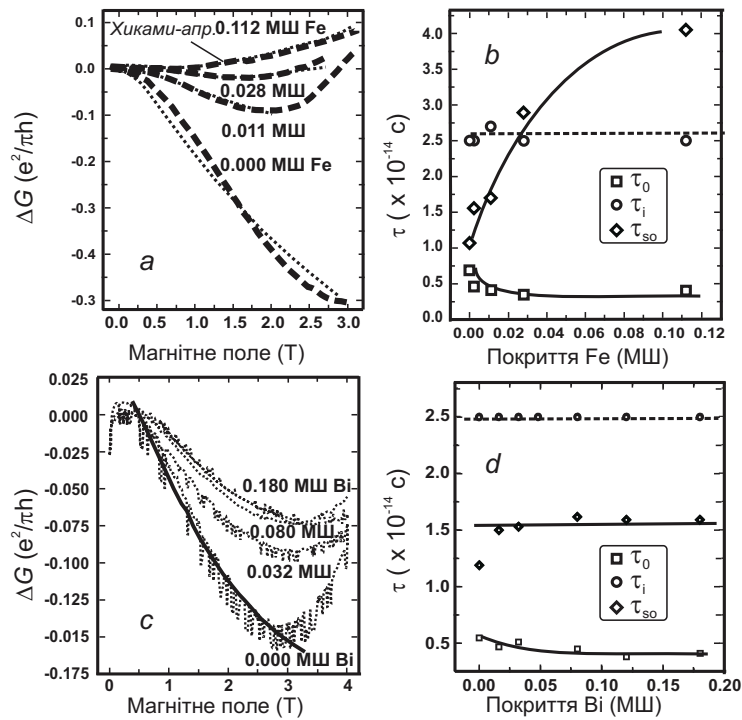


Рис. 7. Залежності “квантової частини” МП ($\Delta G = G - G_{\text{клас}}$) 20 ВШ-плівки Ві(111) з різними покриттями адсорбованого Fe (a) і Ві (c); наведені приклади апроксимації за теорією Хікамі [36], b, d – одержані з апроксимацій залежності пружного (τ_0), непружного (τ_i) і спин-орбітального (τ_{so}) часів розсіювання від покриття адсорбованих атомів [11]

нів Ві(111) на різних адатомах і перерозподіл заряду між цими адатомами і поверхневими станами Ві(111) (обробка експериментальних даних для адсорбованого Sb ще не закінчена).

4. Висновки

В представленому огляді узагальнені результати двох серій експериментів, в яких за допомогою методів, що базуються на магнітотранспортних вимірюваннях, вивчалися фізичні ефекти, пов’язані з поверхневим розсіюванням носіїв струму і властивостями поверхневих електронних станів металів. Головним результатом, одержаним в першій серії дослідів, є збільшення дзеркальності розсіювання носіїв струму на поверхні (110) W і Мо при забороні викликаних поверхневим розсіюванням переходів між об’ємними і поверхневими електронними станами, яка завдячує індукованій адсорбцією зміні поверхневої електронної структури. Ці експерименти дали можливість оцінити внесок носіїв поверхневих станів (~5%) у макроскопічну магні-

топровідність металічних пластин, що знаходяться в умовах статичного скін-ефекту. Перспективним продовженням таких досліджень є виконання схожих експериментів для епітаксійних наноплівок важкоплавких металів, які є реальними претендентами для використання в електроніці [37].

У другій серії експериментів досліджувалися механізми розсіювання носіїв спин-розщеплених поверхневих електронних станів епітаксійних наноплівок Ві(111) ($d \approx 8$ нм), для яких при низьких температурах поверхнева провідність є домінуючою завдяки переходу “напівметал–напівпровідник” в об’ємі. Наші експерименти підтвердили, що носії струму цих поверхневих станів захищені від розсіювання назад (як це і впливає з симетрії обернення часу), а адсорбція малих (<0,1 МШ) концентрацій немагнітних (Bi, Sb) атомів, призводить лише до некогерентного розсіювання носіїв. Адсорбовані магнітні атоми (Co, Fe, Cr, Tb), локально порушуючи симетрію обернення часу, провокуюють когерентне розсіювання носіїв назад (хоча цей канал розсіювання і не є домінуючим).

Те, що для досягнення ефекту слабкої локалізації носіїв необхідна критична концентрація магнітного адсорбату, свідчить про спрощеність моделі розсіювання з перевертанням спіну в системах із сильною спин-орбітальною взаємодією. Нез'ясованим залишається і менша розсіювальна здатність $4f$ -адатомів (Tb), які мають більший магнітний момент, в порівнянні з $3d$ -адатомами (Co, Fe і Cr). У цих експериментах також встановлено, що перерозподіл заряду між поверхневими станами і адатомами (див. таблицю) є вкрай важливим ефектом, що не тільки впливає на поверхневу провідність, а і може змінювати магнітний момент адатомів і поверхневу електронну структуру. В цьому сенсі, безсумнівно, корисними є незалежні вимірювання зміни концентрації носіїв поверхневих електронних станів при адсорбції, наприклад, шляхом реєстрації зміни поверхневого потенціалу. Крім того, мікроскопіку процесу розсіювання поверхневих станів Ві мають прояснити подальші дослідження з реєстрації і аналізу симетрії інтерференційних картин розсіювання поверхневих станів Ві на адсорбованих магнітних і немагнітних атомах і молекулах, які були розпочаті останніми роками [39, 40].

Один з авторів цієї роботи (С.С.) висловлює щирі вдячності академіку НАН України професору Миколі Григоровичу Находкіну, який під час навчання автора на Радіофізичному факультеті Київського державного університету імені Тараса Шевченка був деканом і завідувачем кафедрою кріогенної і мікроелектроніки, за чудові лекції, слушні поради, міцну підтримку і надзвичайно важливий вплив на формування молодого людини як дослідника, що сприяло науковому розвитку на багато десятиріч.

1. A. Fert, Rev. Mod. Phys. **80**, 1517 (2008). P.A. Grünberg, Rev. Mod. Phys. **80**, 1531 (2008).
2. J.E. Moore, Nature **464**, 194 (2010).
3. P. Roushan, J. Seo, C.V. Parker, Y.S. Hor, D. Hsieh, D. Qian, A. Richardella, M.Z. Hasan, R.J. Cava, and A. Yazdani, Nature **460**, 1106 (2009).
4. S. Xiao, D. Wei, and X. Jin, Phys. Rev. Lett. **109**, 166805 (2012).
5. O.A. Panchenko, P.P. Lutsishin, and S.V. Sologub, Progr. Surf. Sci. **69**, 193 (2002).
6. Ph. Hofmann, and J.W. Wells, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 013003 (2009).
7. O.A. Panchenko, and S.V. Sologub, Phys. Rev. B **71**, 193401 (2005).
8. O.A. Panchenko, S.V. Sologub, and I.V. Bordenjuk, Functional Mat. **12**, 742 (2005).
9. O.A. Panchenko, S.V. Sologub, and I.V. Bordenjuk, Surf. Sci. **605**, 1287 (2011).
10. D. Lükermann, S. Sologub, H. Pfnür, and C. Tegenkamp, Phys. Rev. B **83**, 245425 (2011).
11. D. Lükermann, S. Sologub, H. Pfnür, C. Klein, M. Horn-von-Hoegen, and C. Tegenkamp, Phys. Rev. B **86**, 195432 (2012).
12. S. Sologub, D. Lükermann, H. Pfnür, and C. Tegenkamp, Phys. Rev. B **88**, 115412 (2013).
13. P. Kröger, S. Sologub, C. Tegenkamp, and H. Pfnür, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 22502 (2014).
14. А.Ф. Андреев, УФН **105**, 113 (1971).
15. П.П. Луцишин, Т.Н. Находкин, О.А. Панченко, Ю.Г. Птушинский, ЖЭТФ **82**, 1306 (1982).
16. М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский, ЖЭТФ **49**, 572 (1965).
17. A.G. Kundzich, P.P. Lutsishin, O.A. Panchenko, S.V. Sologub, and V.F. Shpagin, Surf. Sci. **248**, 207 (1991).
18. M. Arnold, S. Sologub, G. Hupfauer, P. Bayer, W. Frie, L. Hammer, and K. Heinz, Surf. Rev. Lett. **4**, 1291 (1997).
19. K. Jeong, R.H. Gaylord, and S.D. Kevan, Phys. Rev. B **39**, 2973 (1989).
20. E. Rotenberg and S.D. Kevan, Phys. Rev. Lett. **80**, 2905 (1998).
21. Ю.Ф. Огрин, В.Н. Луцкий, М.И. Елинсон, Письм. ЖЭТФ **3**, 114 (1996).
22. В.Б. Сандомирский, ЖЭТФ **52**, 158 (1967).
23. C.A. Hoffman, J.R. Meyer, F.J. Bartoli, A. Di Venere, X.J. Yi, C.L. Hou, H.C. Wang, J.B. Ketterson, and G.K. Wong, Phys. Rev. B **51**, 5535 (1995).
24. C.A. Hoffman, J.R. Meyer, F.J. Bartoli, A. Di Venere, X.J. Yi, C.L. Hou, H.C. Wang, J.B. Ketterson, and G.K. Wong, Phys. Rev. B **48**, 11431 (1993).
25. T. Hirahara, I. Matsuda, S. Yamazaki, N. Miyata, S. Hasegawa, and T. Nagao, Appl. Phys. Lett. **91**, 202106 (2007).
26. G. Jnawali, Th. Wagner, H. Hattab, R. Möller, A. Lorke, and M. Horn-von Hoegen, e-J. Surf. Sci. Nanotechnol. **8**, 27 (2010).
27. Э.И. Рашба, ФТТ **2**, 1224 (1960); А.Ю. Бычков, Э.И. Рашба, Письм. ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
28. Y.M. Koroteev, G. Bihlmayer, J.E. Gayone, E.V. Chulkov, S. Blügel, P.M. Echenique, and Ph. Hofmann, Phys. Rev. Lett. **93**, 046403 (2004).
29. J. Henk, M. Hoesch, J. Osterwalder, A. Ernst, and P. Bruno, J. Phys.: Cond. Mat. **16**, 7581 (2004).
30. Ph. Hofmann, J.E. Gayone, G. Bihlmayer, Yu.M. Koroteev, and E.V. Chulkov, Phys. Rev. B **71**, 195413 (2005).
31. H. Dil, J. Phys.: Cond. Mat. **21**, 403001 (2009).
32. M. Horn-von Hoegen, Z. Kristallogr. **214**, 591 (1999).
33. J.A. Venables, G.D.T. Spiller, and M. Hanbücken, Rep. Prog. Phys. **47**, 399 (1984); H. Brune, Surf. Sci. Rep. **31**, 125 (1998).
34. A.B. Pippard, *Magnetoresistance in Metals* (Cambridge University Press, Cambridge, 1989).

35. G. Bergmann, Phys. Rep. **107**, 1 (1984).
36. S. Hikami, A.I. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
37. D. Choi, C.S. Kim, D. Naveh, S. Chung, A.P. Warren, N.T. Nuhfer, M.F. Toney, K.R. Coffey, and K. Barmak, Phys. Rev. B **86**, 045432 (2012).
38. M.C. Cottin, C.A. Bobisch, J. Schaffert, G. Jnawali, A. Sonntag, G. Bihlmayer, and R. Möller, App. Phys. Lett. **98**, 022108 (2011).
39. A. Stróiecka, A. Eiguren, and J.I. Pascual, Phys. Rev. Lett. **107**, 186805 (2011).
40. M.C. Cottin, C.A. Bobisch, J. Schaffert, G. Jnawali, G. Bihlmayer, and R. Möller, Nano Lett. **13**, 2717 (2013).

Одержано 20.10.14

С. Сологуб, И. Борденюк, К. Тегенкамп, Х. Пфнюр

ПОВЕРХНОСТНОЕ РАССЕЯНИЕ
НОСИТЕЛЕЙ ТОКА И ПОВЕРХНОСТНЫЕ
ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Резюме

Представлен обзор экспериментальных исследований рассеивания носителей тока на атомночистых и покрытых

монослоями водорода и дейтерия поверхностях Mo(110) и W(110), которое происходит с участием поверхностных электронных состояний, а также механизмов рассеивания носителей тока спин-поляризованных поверхностных электронных состояний эпитаксиальных нанопленок Bi(111) с атомночистой и покрытой сверхмалыми покрытиями магнитных и немагнитных адатомов поверхностью.

S. Sologub, I. Bordenjuk, C. Tegenkamp, H. Pfñür

SURFACE SCATTERING OF CHARGE
CARRIERS AND SURFACE ELECTRONIC STATES

Summary

Experimental researches of the charge carrier scattering at Mo(110) and W(110) surfaces atomically clean or covered with a hydrogen (deuterium) monolayer with the participation of surface electronic states are considered. In addition, the scattering mechanisms of charge carriers in spin-polarized surface electronic states in Bi(111) epitaxial nanofilms with the atomically clean surface or the surface covered with magnetic and nonmagnetic adatoms to low coverages are discussed.