

УДК 541.183.5, 539.219.3

О.А. Панченко, С.В. Сологуб

## Розмірні явища і поверхневе розсіювання носіїв струму в металах (огляд)

*Інститут фізики НАН України,  
03028 м Київ, пр. Науки, 46,  
тел. 265-1044, E-mail: olpanch@iop.kiev.ua; [sologub@iop.kiev.ua](mailto:sologub@iop.kiev.ua)*

Викладені основні уявлення про розсіювання носіїв струму на поверхні металів. Розглянута фізична картина поверхнево-чутливих гальваномагнітних розмірних явищ – поперечного магнетоопору (МО), статичного скін-ефекту (ССЕ), осциляцій Зондгеймера (ОЗ), фокусування електронів провідності (ЕФ). Розглянуто застосування цих явищ для вивчення особливостей поверхневого розсіювання носіїв струму, в тому числі з участю процесів електронно-діркових перекидань. Розглянута дифракція носіїв струму на адсорбованих субмоношарових решітках адсорбатів. Викладена перспектива застосування вказаних явищ для дослідження адсорбції і впорядкування субмоношарових адсорбованих плівок різної симетрії і хімічного складу.

**Ключові слова:** розмірні явища, гальваномагнітні явища, магнітоопір, поверхня металу, адсорбція, молібден, вольфрам.

*Стаття постуила до редакції 27.08.2002; прийнята до друку 23.09.2002*

### ЗМІСТ

I. Вступ	7
II. Теоретичні основи розсіювання носіїв струму на поверхні металів	9
III. Гальваномагнітні розмірні явища	13
3.1. Статичний скін-ефект і поперечний МО	14
3.2. Осциляції Зондгеймера	18
3.3. Електронне фокусування	19
3.4. Висоочастотні розмірні гальваномагнітні явища	20
IV. Конструкція експериментальних вакуумних приладів	23
V. Електронно-діркові перекидання при розсіюванні носіїв струму на адсорбованих субмоношарових плівках	24
5.1. O/(110)W	24
5.2. H/(110)W	28
5.3. Ag/(110)W	29
5.4. D/W(100)	29
VI. Кратні ОЗ у пластинах W(100)	30
VII. Вплив поверхневого розсіювання на амплітуду і форму осциляцій поверхневого імпедансу металевих пластин	36
VIII. Заклучні зауваження	37

### I. Вступ

Поверхневе розсіювання носіїв струму помітно впливає на його протікання в тонких зразках, якщо їхня товщина мала або порівнянна із середньою довжиною вільного пробігу носіїв. Про це свідчать численні дослідження провідності тонких металевих плівок і дротів, одержаних методом вакуумного

напорошення [1]. Ці дослідження проводяться і останнім часом [2,3], зокрема, для епітаксіальних плівок [2,4,5]. При описанні поверхневого розсіювання, як правило, використовується напівкласичний підхід, згідно якого вважається, що частина носіїв відбивається від поверхні дзеркально, а решта дифузно. Таким чином, відповідний феноменологічний параметр дзеркальності може змінюватися в межах від нуля до одиниці. З огляду

на хвильову природу носіїв струму, можна вважати, що дзеркальне відбивання можливе в тих випадках, коли поверхня збігається з однієї з кристалографічних площин і не містить дефектів. При цьому тангенціальні компоненти квазіімпульсу носіїв, що зіткнулися з поверхнею, залишаються незмінними. Реальна поверхня металу може мати механічні ушкодження, бути покритою плівкою окислу або адсорбованої речовини, мати іншу, ніж в об'ємі, кристалічну структуру і т.п. Ці й інші особливості зменшують ймовірність дзеркального відбивання. Крім того, в металах із складною, багатозв'язною поверхнею Фермі (ПФ) збереження тангенціальних компонент квазіімпульсу ще не означає, що тангенціальні компоненти швидкості носіїв також залишаються незмінними. У цьому випадку існують декілька кінцевих станів носіїв після відбивання, так що "дзеркальне" відбивання набуває випадкового, стохастичного характеру. Таким чином, у полікристалічних плівках, коли поверхня складається з набору випадковим чином орієнтованих мікрокристалів, важко очікувати дзеркального відбивання носіїв. У плівках, одержаних методом вакуумного напорошення, крім поверхневого розсіювання, існує розсіювання, пов'язане з границями мікрокристалічних блоків. Оскільки розміри цих зерен можуть змінюватися з товщиною плівки, неможливо однозначно виділити поверхневий внесок у загальний опір зразка, навіть якщо відома залежність опору плівки від її товщини. Достовірна відповідь на запитання про характер розсіювання може бути отримана або для монокристалічної плівки, вирощеної методом епітаксії, або для зразків, вирізаних із досконалого кристала. В останньому випадку потрібно охолодження зразка до низьких температур, щоб довжина вільного пробігу була одного порядку величини з товщиною пластини.

Історія вивчення поверхневого розсіювання носіїв нараховує десятки років. В певний час інтерес до проблеми помітно знизився, ймовірно, через відсутність перспективи практичного застосування. Проте, в останні роки ситуація помітно змінилася, зокрема, в зв'язку з відкриттям ефекту гігантського магнетоопору і перспективою його застосування в сучасних інформаційних технологіях. Як відомо, в основі ефекту лежить залежність ймовірності дзеркального відбивання від величини прикладеного магнітного поля [6]. Величина ефекту визначається ступенем досконалості всієї послідовності магнітних і немагнітних плівок, що входять до складу структури, а також характером відбивання на внутрішніх і зовнішніх границях [7,8]. Додатковим чинником зростаючого інтересу є необхідність зменшення електричного опору провідникових з'єднань у мікропроцесорних пристроях. Перехід до плівок із дзеркальною поверхнею зменшує питомий опір до величини опору масивного зразка і знижує теплове навантаження.

З огляду на зростаючий інтерес, вважаємо публікацію даного огляду доречним, оскільки він присвячений проблемі поверхневого відбивання

носіїв у монокристалічних зразках. Незважаючи на те, що експерименти проводилися тривалий часу, їхні результати залишаються актуальними і сьогодні.

У огляді викладені експериментальні результати, отримані нами раніше при вивченні гальваномагнітних явищ у тонких пластинах вольфраму і молібдену. Були використані тонкі металеві зразки, вирізані з гранично чистих монокристалічних злитків. Товщина зразків звичайно не перевищувала 200  $\mu\text{m}$ . Охолодження до температури рідкого гелію дозволяло виконати основну умову малості товщини зразка в порівнянні із середньою довжиною вільного пробігу носіїв. Всі дослідження проводилися в умовах надвисокого вакууму, що дозволяло, використовуючи відомі діагностичні методи, контролювати як чистоту вихідної поверхні і оцінювати концентрацію адсорбованих частинок, так і визначати атомну структуру адсорбованих плівок. Дослідження гальваномагнітних ефектів проводилися *in situ*.

Матеріал огляду розміщений у такому порядку. У розділі II розглянуті загальні закономірності взаємодії носіїв струму з поверхнею. Сформульовані граничні умови для функції розподілу носіїв струму, що відповідає умові непротікання струму через поверхню. Визначаються закономірності поверхневого відбивання для металу з багатозв'язною ПФ. Розглянуто дифракцію носіїв на поверхневих решітках, що виникають при адсорбції упорядкованих двомірних структур, зміні трансляційної симетрії кристала при зниженні температури чи у загальному випадку самого існування поверхні.

У розділі III розглянута фізична картина і основні наслідки теорії поверхнево-чутливих гальваномагнітних розмірних явищ - поперечного магнетоопору (МО), статичного скін-ефекту (ССЕ), осциляції Зондгеймера (ОЗ), ефекту електронного фокусування (ЕФ). Також розглянуті питання взаємодії зовнішньої електромагнітної хвилі з електронною підсистемою металу в умовах аномального скін-ефекту для випадків дзеркального і дифузного відбивання носіїв струму і застосування цього явища для вивчення особливостей поверхневого розсіювання носіїв. Основні результати отримані саме при дослідженні цих ефектів. В окремих випадках досліджувалися тонкі пластини поза магнітним полем, зокрема, вивчався вплив адсорбції на їхній опір.

Основні експериментальні результати були одержані за допомогою статичного скін-ефекту. У цьому випадку зіткнення з поверхнею призводять до дрейфу носіїв струму уздовж границі пластини і, відповідно, концентрації електричного струму біля її поверхні. Зміна характеру відбивання істотно впливає на протікання струму в цьому каналі і позначається на величині магнетоопору провідника вцілому.

Поверхнево-чутливі ефекти фокусування носіїв і осциляції Зондгеймера, на відміну від статичного скін-ефекту, дозволяють досліджувати поверхневе розсіювання виділених груп носіїв струму. У випадку

застосування ефекту фокусування носіїв можливе пряме спостереження багатократного відбивання «стрибаючих» уздовж границі інжектованих у метал носіїв, а отже і вивчення виділених їхніх груп. Багатократні відбивання спостерігається і у випадку ефекту Зондеймера. Період осциляцій визначається не тільки топологічними особливостями ПФ металу, але і товщиною пластини. Тому при багатократних відбиваннях виникають кратні гармоніки або навіть подвоюється період осциляцій. У сильних магнітних полях виникає розщеплення магнітних рівнів Ландау для носіїв із різною спіновою орієнтацією. Тому осциляції Зондгеймера є зручним поверхнево-чутливим методом, у тому числі методом, придатним для вивчення спін-поляризованого розсіювання. На жаль, у наших експериментах спінове розщеплення було ледь помітним і ми не одержали відповідних даних.

У цьому ж розділі обговорюються результати експериментальних досліджень впливу на поверхнєве розсіювання упорядкованих або неупорядкованих двомірних плівкових структур, що легко виникають на поверхні металевих кристалів. Розглянуті так-звані процеси перекидання, коли відбивання від поверхні приводить до переміщення носія струму (в імпульсному просторі) від однієї ізольованої частини ПФ до іншої. В залежності від топології ПФ і симетрії плівки, на якій дифрагує носій, дзеркальне відбивання відбуваються чи із збереженням тангенціальної компоненти групової швидкості, чи без нього. Тому можливі парадоксальні ситуації, коли більшої поверхневої концентрації відповідає менше поверхнєве розсіювання.

Наведені дані свідчать про те, що досконалі грані металевих кристалів відбивають носії струму практично дзеркально. Для деяких граней монокристалів параметр дзеркального відбивання досягає рівня 0,7 - 0,8. Адсорбція домішкових атомів або напорошення чужорідних металевих плівок призводить до зменшення величини коефіцієнта дзеркальності. Зміна дзеркальності залежить від концентрації, хімічної природи, ступеня порядку і фазового стану упорядкованої адсорбованої плівки.

## II. Теоретичні основи розсіювання носіїв струму на поверхні металів

Поверхня порушує трансляційну симетрію твердого тіла як мінімум в одному вимірі. Вона є специфічним дефектом, на якому відбувається розсіювання квазічастинок твердого тіла. Внаслідок розсіювання на поверхні змінюється квантовий стан носіїв струму в об'ємі твердого тіла. При відсутності інших механізмів розсіювання носії струму, що рухаються в напрямку до поверхні, неминує з ній зіткнутися. У цьому полягає відмінність поверхневого розсіювання від розсіювання на точкових дефектах, фонах, дислокаціях. Саме тому розсіювання на поверхні не характеризується часом

розсіювання, і розмірність його характеристик не містить часу.

Характер розсіювання носіїв на поверхні визначається її станом. Поверхня називається *ідеальною*, якщо в її безкрайній площині є трансляційна симетрія в атомному масштабі й атоми поверхневого шару розташовані так само, як і в об'ємі. Ідеальна поверхня розсіює вільні носії струму когерентно. Для них вона є нескінченною дифракційною решіткою. При такому розсіюванні зберігається енергія носія і тангенціальна складова квазіімпульсу. Нижче буде показано, що навіть при розсіюванні на ідеальній поверхні, наближення вільних електронів може застосовуватися тільки у виняткових випадках.

*Неідеальна* поверхня містить дефекти - заміщення і міжвузлові атоми, вакансії, ступені, тераси, дислокації, тощо. Якщо поверхня не містить домішок, то вона називається *атомночистою*. Неідеальність атомночистої поверхні може бути пов'язана з тим, що вона не плоска, а "горбкувата". Висота "горбів" і їхня довжина можуть бути як порядку, так і більше атомного розміру (відстані між атомами в твердому тілі). Ідеальність поверхні може порушуватися і поверхневими коливаннями решітки. Крім того, усі обмежені поверхні є неідеальними. Наявність будь-яких дефектів призводить до некогерентного внеску в розсіювання носіїв струму.

Некогерентне розсіювання може бути як пружним, так і *неупружним*. При неупружному розсіюванні падаючий на поверхню носій обмінюється енергією з поверхневими коливаннями кристала і домішкових атомів. Надалі ми обмежимося розглядом тільки *пружного* розсіювання.

Домінуючий внесок поверхневого розсіювання у твердому тілі досягається при зменшенні товщини плівки, пластин або дротів, їхньому охолодженні й очистці від домішок. На орієнтованих монокристалічних поверхнях принципово можливо чисто дзеркальне відбивання [9,10]. Для цього необхідно, щоб атоми поверхневого шару зберігали трансляційну симетрію кристалічного решітки об'єму. Реальні поверхні мають механічні ушкодження, покриті плівками адсорбованих речовин або окислів, які порушують періодичний характер мікрорельєфу поверхні. Це робить дзеркальне відбивання неможливим. Це справедливо і у ряді випадків, коли чужорідні атоми об'єднуються в двомірні упорядковані структури, період решітки яких відрізняється від періоду решітки підкладки. Очищення кристала у високому вакуумі відновлює природну металеву поверхню і збільшує дзеркальність відбивання носіїв. Таким чином, нанесення контрольованої кількості домішок дозволяє змінювати характер поверхневого розсіювання.

Традиційним шляхом врахування поверхневого розсіювання при описі переносу заряду є розв'язок кінетичного рівняння Больцмана для функції розподілу носіїв із граничною умовою, що зв'язує функції розподілу налітаючих на поверхню і

відбитих від неї носіїв. Ця гранична умова містить всю інформацію про поверхню. Вона, у певному сенсі, аналогічно інтегралу зіткнення для об'ємних механізмів розсіювання і містить у собі індикатрису розсіювання  $Q(\mathbf{p}^+, \mathbf{p}^-, \mathbf{r})$ , тобто густину ймовірності розсіювання зі стана  $\mathbf{p}^+$  в імпульсному просторі в стан  $\mathbf{p}^-$  у точці  $\mathbf{r}$  на межі зрзка (дивися, наприклад, огляд [11] і посилання в ньому). Конкретний вид граничної умови визначається ймовірністю розсіювання (індикатрисою), що залежить від детального стану поверхні металу і типу поверхневих дефектів. Спочатку рівняння Больцмана розв'язувалося з граничною умовою Фукса [12,13], яке передбачало, що з загальної кількості носіїв, які розсіялися на поверхні,  $p$ -та частина відбивається дзеркально, а інші розсіюються відповідно до рівноважної функції розподілу [14]. Надалі була врахована залежність параметра  $p$  від кута падіння носія на поверхню [15,16], проведені квантомеханічні розрахунки залежності  $p$  від параметрів шорсткості поверхні [17] з урахуванням кутової залежності розсіювання носіїв [18-20]. Грін [21,22] ввів новий параметр - кінетичну дзеркальність, що відмінна від постійного коефіцієнта  $p$  і залежить від кута падіння носіїв на поверхню. Некоректність розрахунків Гріна була виправлена Окуловим і Устіновим [11], які одержали граничну умову для розсіювання носіїв на поверхні в інтегральній формі. Ця гранична умова відрізняється від формулювання Фукса додатковим членом (інтегральною частиною граничної умови) - функціоналом, що визначає розподіл, який залежить тільки від енергії, дифузно розсіяних носіїв. Явний вид функціонала знаходиться з умови нульового значення густоти потоку носіїв через границю металу. Таким чином, гранична умова Фукса (без інтегральної частини), яка часто застосовується, справедлива тільки в окремих випадках, коли інтегральний член дорівнює нулю. Надалі зусилля теоретиків були спрямовані на одержання більш спрощеної, але коректної граничної умови, яку можна застосовувати не тільки для розсіювання носіїв на границі метал-вакуум, але і на границі метал-метал [23].

Спочатку розрахунки ймовірності поверхневого розсіювання на основі певного механізму взаємодії електронів із поверхневими дефектами були виконані для деяких окремих випадків: "ковзаючих" електронів, точкових дефектів великого чи малого радіусу і малої концентрації, шорсткостей малої амплітуди, плавних шорсткостей великої амплітуди, а також поверхневих фононів [11,24,25]. Пізніше була розвинута макроскопічна теорія, яка зв'язує простим співвідношенням зміну опору тонких зразків (плівок) з фізичними характеристиками адсорбованих частинок. Розрахунок бере до уваги збудження електронно-діркових пар при розсіюванні носіїв на адсорбованих частинках [26]. Теорія дозволяє оцінити ймовірність поверхневого розсіювання на фізадсорбованих частинках (тобто для молекул, що утримуються на поверхні силами Ван-дер-Ваальса) чи хемосорбованих атомів чи

молекул, що утримуються ковалентним чи йонним зв'язком.

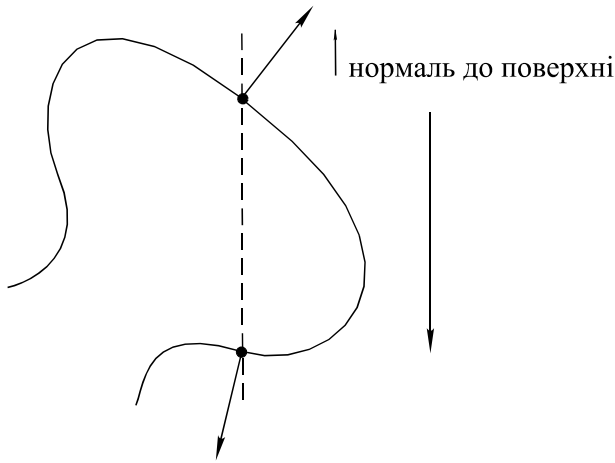
В класичному наближенні підсилення поверхневого розсіювання при зменшенні розмірів об'єктів призводить до зростання їхнього опору. У цьому полягає розмірний ефект для опору (провідності). Спочатку результати численних експериментальних досліджень розмірного ефекту в тонких плівках скоріше свідчили на користь дифузного розсіювання носіїв на поверхні,  $p=0$ . Тому протягом тривалого часу можливість дзеркального поверхневого розсіювання не розглядалася. Починаючи з 1960 р., були отримані численні експериментальні результати [27], що підтверджують існування дзеркального розсіювання в полікристалічних і епітаксialних плівках і нитковидних кристалах багатьох металів. Такий характер розсіювання пов'язаний із домінуючим внеском у провідність цих об'єктів "ковзаючих", що рухаються майже паралельно поверхні, носіїв. У цьому випадку розсіювання супроводжується малою зміною імпульсу носіїв струму.

Експериментальне підтвердження дзеркальності відбивання "ковзаючих" електронів вперше одержав Хайкин [28]. Гайдуков і Галяміна [29] при дослідженні віскерів сурми спостерігали дзеркальне відбивання електронів провідності, що підлітають до поверхні під великими кутами. У експериментах по вивченню циклотронного резонансу носіїв струму вісмуту [30], виконаних з метою прямого вимірювання імпульсу носіїв, також спостерігався ефект, що свідчить про дзеркальне поверхневе відбивання носіїв, які падають на поверхню під великими кутами.

Вперше розсіювання електронів провідності з довільним законом дисперсії було розглянуто Прайсом [31]. Він зробив припущення, яке надалі було строго обґрунтоване в [9,10]. *Дзеркально відбиті електрони зберігають тільки тангенціальні компоненти квазіімпульсу, тоді як нормальні компоненти визначаються збереженням енергії в початковому і кінцевому станах.* Якщо границя металу лежить у площині  $z=0$ , і метал має сферичному ПФ, то електрони, що підлітають, з компонентами квазіімпульсу  $(p_x, p_y, p_z)$  дзеркально відбиваються в стан  $(p_x, p_y, -p_z)$ . Іншими словами, кут падіння дорівнює куту відбивання, і величина цих кутів визначаються напрямком  $z$ -компоненти групової швидкості  $v_z = \partial \varepsilon(\mathbf{p}) / \partial p_z$ .

Якщо ПФ не є сферою, то напрямком групової швидкості не збігається з напрямком квазіімпульсу і кут падіння не дорівнює куту відбивання (рис. 1). Для поверхонь ще більш складної форми носії при поверхневому відбиванні мають багато кінцевих станів із різними кутами відбивання [31].

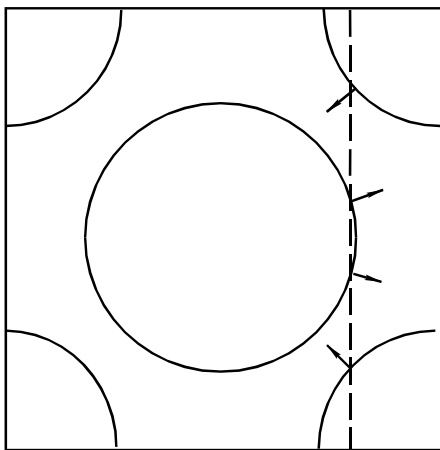
Аналіз поверхневого розсіювання ускладнюється при врахуванні процесів перекидання або *Umclapp-процесів*, що були вперше розглянуті Пайерлсом [32]. При довільній орієнтації поверхні існує нескінченно велике число нееквівалентних станів, у які переходить носій з однаковими значеннями  $k_x, k_y, i$



**Рис. 1.** Схематичне зображення дзеркального поверхневого відбивання в імпульсному просторі при неізотропному законі дисперсії носіїв струму [31].

$\varepsilon(\mathbf{k}) = \text{const}$  (хвильовий вектор  $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$ ). Останнє твердження впливає з неоднозначності визначення функції  $\varepsilon(\mathbf{k})$  в оберненому просторі:  $\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k} \pm 2\pi n\mathbf{g})$ , де  $\mathbf{g}$  - довільний вектор оберненої поверхневої решітки,  $n$  - довільне ціле число. У цьому розумінні поняття дзеркальне відбивання стає неоднозначним. Дзеркальному відбиванню відповідає широке віяло кутів відбивання із нескінченно великим числом кінцевих станів.

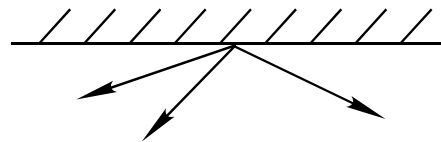
Для ілюстрації звернемося до моделі дзеркального відбивання Мура [33], показаної на рис. 2. На ньому наведена ПФ, що складається з електронної сфери, розташованої в центрі зони Бриллюэна, і чотирьох невеликих електронних поверхонь, розміщених у її кутах. Очевидно, що для деяких кутів падіння на поверхню можуть відбуватися майже "антизеркальні" (у розумінні кута відбивання) відбивання, які Мур називає розсіюванням із перекиданням (перехід із 1 у 2'). Для "ковзаючих" електронів пряма  $\mathbf{k}_t = \text{const}$  перетинає ПФ двічі в точках 1 і 1'. У цьому випадку групова

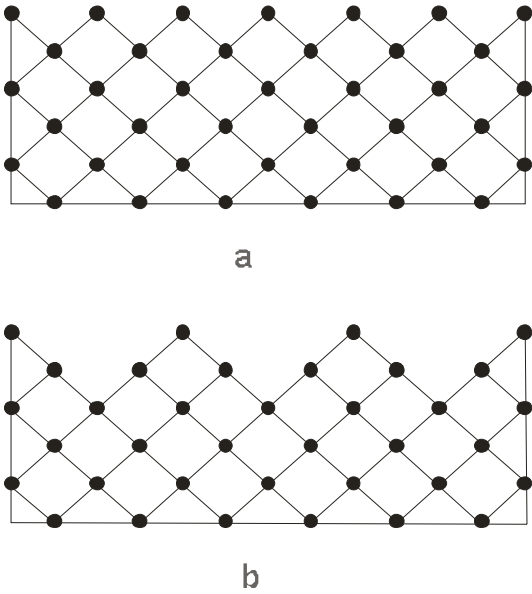


**Рис. 2.** Гипотетична схема дзеркального поверхневого відбивання в імпульсному (зліва) і реальному (праворуч) просторі [33]. У 1-й зоні Бриллюэна ПФ є багатолистою. Символ 1 характеризує падаючий на поверхню носій, символи 1' і 2' - відбитий. Лінія  $K''$  перпендикулярна поверхні.

швидкість носіїв майже паралельна поверхні збігається з напрямком тангенціальних компонент квазіімпульсу, а кут падіння дорівнює куту відбивання, тобто початковий і кінцевий стан еквівалентні. Із збільшенням кута падіння носіїв  $\varphi$  зростає ймовірність процесів перекидання  $Q \sim \varphi$ , і зменшується коефіцієнт дзеркальності:  $p(\varphi) = 1 - a$ , де  $a$  - параметр, що залежить від кривизни ПФ.

Вплив симетрії поверхневого шару на характер відбивання носіїв уперше незалежно роздвілися Андреев [9] і Грін [10]. Андреев увів функцію  $\xi(\mathbf{p})$ , що визначає граничну атомну площину кристала;  $\mathbf{p}$  - двовірний вектор, що лежить у цій площині. Для найпростішого випадку двовірної квадратної решітки (рис. 3) у ситуації, показаній на (рис. 3а), поверхня кристала, і функція  $\xi(\mathbf{p})$ , має трансляційну симетрію з періодом, рівним діагоналі квадратної гратки (квадрата). Навпаки, у випадку, зображеному на рис. 3б, симетрія функції  $\xi(\mathbf{p})$  нижче, ніж симетрія середньої лінії поверхні. Період функції вдвічі перевершує діагональ квадрата, внаслідок чого трансляційна симетрія на поверхні знижена. У загальному випадку класифікацію можливих структур поверхні в залежності від наявності або відсутності природної трансляційної симетрії середньої лінії поверхні можна зробити таким чином. Будь-яка функція координат у кристалі розкладається по блохівських функціях. Оскільки блохівські функції з нульовим значенням квазіімпульсу є повним набором функцій, що мають природну трансляційну симетрію, притаманну даному напрямку в кристалі, наявність ненульового квазіімпульсу усуває природну симетрію функції, проте, не порушує її в площині, перпендикулярної до його напрямку. Якщо границя кристала має природну симетрію середньої площини, то функція  $\xi(\mathbf{p})$  повинна розкладатися по блохівських функціях  $U_{nk}e^{i\mathbf{k}\mathbf{p}}$  ( $\mathbf{k}$  - квазіімпульс,  $n$  - сукупність інших квантових чисел) із нульовими проекціями квазіімпульсу на середню площину):





**Рис. 3.** Вид збоку на поверхню гіпотетичного кристала: а - поверхня кристала має природну трансляційну симетрію, б - на поверхні симетрія нижче, чим в об'ємі [9].

$$o(\mathbf{c}) = \sum_{\mathbf{k}_t=0} A_{nk} U_{nk} e^{i\mathbf{k}\mathbf{c}}, \quad (1)$$

де  $A$  - постійні коефіцієнти, а підсумовування проводиться по всіх значеннях  $n$  і по  $\mathbf{k}$ , у яких обертаються на нуль тангенціальні компоненти  $\mathbf{k}_t = \text{const}$ .

При відбиванні носіїв від поверхні в силу виродження електронної підсистеми металу повинна залишатися незмінною їхня енергія. Звичайно, це твердження справедливе з точністю до  $kT$  ( $k$  – постійна Больцмана,  $T$  - температура). Це є наслідком того, що для фермієвських носіїв при достатньо

низьких температурах задача про пружне відбивання є одночастковою і наявність поверхні не порушує одночастковості задачі. Якщо  $\psi_{\text{imp}}$  - хвильова функція електрона, що підлітає до поверхні,  $\psi_{\text{refl}}$  - хвильова функція відбитого носія, то, у загальному випадку, вони пов'язані одна з одною співвідношенням:

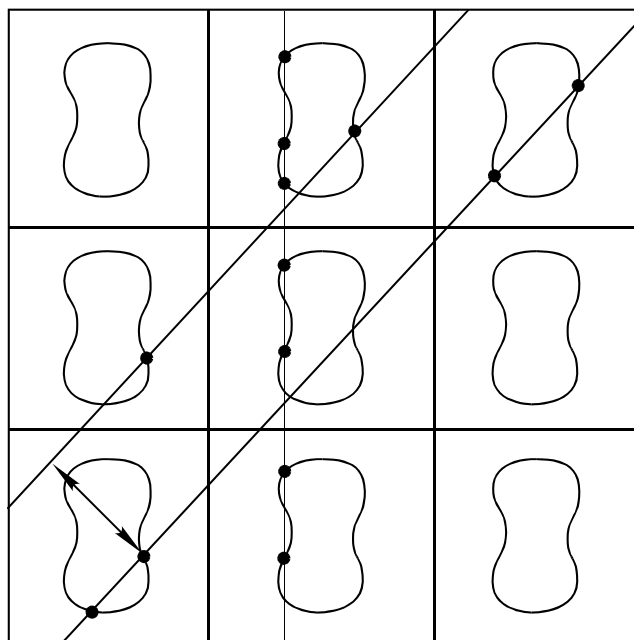
$$u_{\text{refl}} = \hat{\mathbf{F}}(\mathbf{c})u_{\text{imp}}, \quad (2)$$

де  $\hat{\mathbf{F}}(\rho)$  - лінійний оператор, що залежить від координати на поверхні кристала. Цей оператор можна розкласти по блохівським функціям виду (1), у які входять лише функції з  $\mathbf{k}_t = 0$ . Це означає, що хвильові функції налітаючого і відбитого носіїв мають однакове значення тангенціальної компоненти квазіімпульсу. Підкреслимо, що цей закон справедливий не для будь-якої досконалої поверхні, а тільки для поверхні, що має природну симетрію. Наприклад,  $\mathbf{k}_t$  зберігається для поверхні, зображеної на рис. 3а і не зберігається для поверхні, показаної на рис. 3б.

На рис. 4 показана гіпотетична ізоенергетична поверхня носіїв струму металу в схемі повторюваних зон. Довільна точка  $A$  характеризує стан носія, що підлітає до поверхні. Через точку  $A$  проведена лінія, паралельна напрямку нормалі до поверхні кристала (пряма  $\mathbf{k}_t = \text{const}$ , позначена на рисунку, як  $FD$ ). Точки перетину цієї прямої із ізоенергетичними поверхнями  $B, D, E, \dots$  визначають можливі стани відбитого носія. Інші точки перетину  $C, F, \dots$  характеризують носії, що рухаються в напрямку до поверхні, а не від її.

Якщо нормаль до поверхні має випадковий (іраціональний) напрямок відносно кристалографічних осей, то і для поверхні, що має природну симетрію, число можливих станів відбитого носія нескінченно. Всі точки  $B, D, E, \dots$  у цьому випадку фізично нееквівалентні.

Для раціональних напрямків нормалі до поверхні



**Рис. 4.** ПФ гіпотетичного металу в схемі повторюваних зон. Показані дозволені переходи носіїв при розсіюванні на поверхнях різної орієнтації [9].



число станів відбитого носія скінчене, оскільки існує лише скінчене число нееквівалентних точок перетину. Так, для нормалі, паралельної прямій  $PL$  на рис. 4 таких точок дві ( $G$  і  $H$ ). Точки  $O, L, \dots$  еквівалентні точці  $H$ , точки  $K, P, \dots$  – точці  $G$ .

Якщо поверхня не має природної симетрії, а характеризується набором двовірних векторів  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots$ , то, разом із зберіганням  $\mathbf{k}_t$  можлива зміна тангенціальної складової квазіімпульсу на вектори  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots$ . Кожному з цих векторів в оберненому просторі відповідає своя пряма, паралельна прямій  $\mathbf{k}_t = \text{const}$ . Точки перетину всіх прямих із ізоенергетичними поверхнями визначають можливі стани відбитого носія. Так, якщо стан носія, що підлітає, зображується точкою  $A$  на рис. 4 (нормаль до границі паралельна прямим  $FD$  і  $MN$ ), і є одне відмінне від нуля значення  $\mathbf{k}_t$ , то, крім відбивання у  $B, D, E, \dots$  можливе також відбивання в  $M, N, \dots$ .

Таким чином, *дзеркальне відбивання це когерентне відбивання електронної хвилі Блоха від поверхні зі збереженням енергії і тангенціальних компонент квазіімпульсу*. Розсіювання на поверхні прямою до неї хвилі Блоха може призводити до виникнення двох і більш відбитих хвиль у залежності від геометрії ізоенергетичних поверхонь і орієнтації фізичних границь кристала. У цьому випадку відбивання називається *багатоканальним дзеркальним відбиванням (БДВ)*.

Якщо ПФ є багатозв'язною, то в результаті відбивання можуть відбуватися переходи між різними частинами ПФ, включаючи міждолинні (між різними листами ПФ) переходи тобто електронно-діркові перекидання.

У результаті, закони збереження енергії і тангенціальної компоненти квазіімпульсу, що характеризують поверхнєве розсіювання, записуються таким чином:

$$\mathbf{k}'_t = \mathbf{k}_t + n\mathbf{g} \quad (3)$$

$$e'(\mathbf{k}) = e(\mathbf{k}) = e_F \quad (4)$$

У цих формулах штриховані величини відповідають стану носіїв після відбивання, а нештриховані - до нього,  $n$  є довільним цілим числом, а  $\mathbf{g}$  - довільним вектором оберненої поверхневої решітки. Відзначимо, що друге співвідношення виконується з точністю до величини  $kT$ , що характеризує розкид енергії носіїв у метали поблизу рівня Фермі.

Формули (3) і (4) вказують на дифракційну природу взаємодії носіїв струму з поверхнею. В цьому випадку роль дифракційної решітки виконує поверхня металічного кристалу, а аналогом сфери Евальда є ПФ.

### III. Гальваномагнітні розмірні явища

Якщо довжина вільного пробігу носіїв у тонких провідниках порівнянна з його розмірами, то кінетичні характеристики (провідність, теплопровідність, термо-е.р.с., тощо) істотно

залежать від характеру поверхневого розсіювання носіїв струму. У ряді випадків зовнішнього магнітного поля сприяє концентрації носіїв струму поблизу поверхні провідника, що веде до посилення ролі поверхневого розсіювання. В зовнішньому полі  $\mathbf{H}$  процеси релаксації на поверхні можуть проявлятися навіть у порівняно “масивних” провідниках, що призводить до виникнення *гальваномагнітних розмірних явищ*. Ця глава присвячена розгляду висновків теорії й експериментальних досліджень цих явищ, на яких можуть базуватися методи дослідження поверхневих процесів.

Звернемо увагу на експеримент [34], у котрому *in situ* порівнювався вплив відпалу адсорбованих на поверхні пластини W(110) субмоношарових плівок кисню різних концентрацій на електроопір і магнітоопір (МО) пластини. Результати цього дослідження (рис. 5) однозначно свідчать, що при ідентичному характері зміни електроопору і МО,

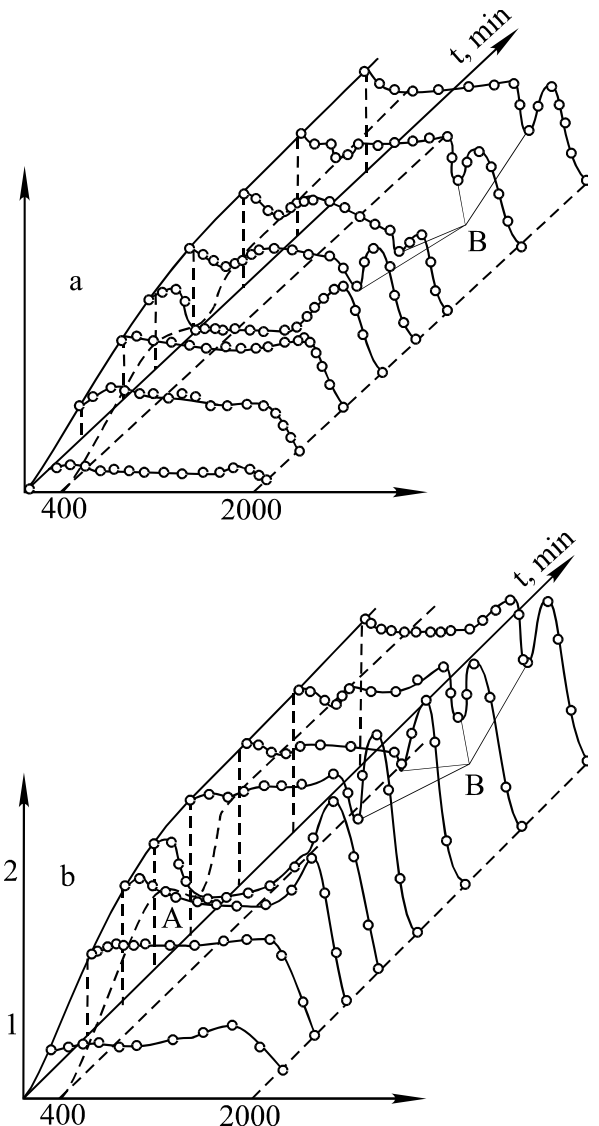


Рис. 5. Зміна електричного опору (а) і МО (б) пластини W(110) при відпалі адсорбованих на її поверхні субмоношарових плівок кисню різних концентрацій,  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$  [34].

зміна МО, що відбиває зміну характеру поверхневого розсіювання, на три порядки величини перевершує сигнал відповідної зміни електроопору.

### 3.1 Статичний скін-ефект і поперечний МО

Розглянемо металеві об'єкти, що мають характерний розмір  $d$  і довжину вільного пробігу носіїв струму  $l$ , і для яких виконується умова існування розмірних явищ  $d \ll l$ . Прикладемо до такого об'єкта, наприклад тонкої пластини, схрещені електричне і магнітне поля  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{H}$ . Ці вектори лежать у площині поверхні пластини і перпендикулярні один до одного. Якщо також виконується й умова сильного магнітного  $r_H \ll l$ , де  $r_H$  - радіус Лармора траєкторії носіїв, то в пластині відбувається скінунання постійного електричного струму, яке називається *статичним скін-ефектом (ССЕ)*. Найбільше яскраво це явище проявляється в компенсованих металах, що мають рівну концентрацією електронів і дірок на ПФ ( $n_e = n_h$ ). Тоді через відсутність холловської провідності МО зразків збільшується зі зростанням напруженності  $\mathbf{H}$  за квадратичним законом. Це створює сприятливі умови для спостереження провідності, обумовленої поверхневим розсіюванням. У інших випадках розділити внески від ССЕ і ефекту Хола важко.

Якщо сильне поле  $\mathbf{H}$  ( $r_H \ll l$ ) не лежить в площині поверхні, а спрямоване *перпендикулярно* до неї, то при  $d < l$  спостерігається ще одне гальваномагнітного розмірне явища, яке ми називатимемо *поперечним МО*. У цьому випадку носії рухаються по спіральних траєкторіях від однієї поверхні до іншої, розсіюючись на протилежних поверхнях (рис 6, траєкторія 3). Поперечний МО також є поверхнево чутливим, але для повторного розсіювання на поверхні носії повинні пройти всю товщину провідника.

ССЕ був передбачений і проаналізований у теоретичних роботах Азбеля і Песчанського [35-40] і вперше експериментально досліджений у монокристалах кадмію Зайцевим [41]. Вивчення ССЕ у надвисоковакуумних умовах уперше було виконано авторами для тонких монокристалічних пластин вольфраму і молибдену [42]. У цих і

наступних експериментах було встановлено, що спостереження статичного скін-ефекту можливо в кристалах високої чистоти, охолоджених до низьких температур. Якщо істотним є розсіювання носіїв струму лише на домішках і дефектах, виконується як співвідношення  $d < l$ , так і умова сильних магнітних полів  $r_H < l$ , що забезпечує циклічний рух носіїв в об'ємі металу (рис. 6, траєкторія 1). Для носіїв, що зіштовхуються з поверхнею пластини (рис. 6, траєкторія 2), циклічний рух розривається, і центр траєкторії стрибком переміщається уздовж напрямку  $\mathbf{E}$ . Носії, що знаходяться вдалині від поверхні провідника, в результаті розсіювання в об'ємі можуть зміститися в напрямку  $\mathbf{E}$  лише на відстань порядку лармурівського радіуса (рис. 6, траєкторія 1). Ці зміщення з однаковою ймовірністю відбуваються, в напрямку  $\mathbf{E}$ , так і проти нього. Тому поперечна (в розумінні напрямку магнітного поля) провідність об'єму металу пропорційна другому ступеню  $r_H$ . Характерним мінімальним розміром для даного явища є  $r_H$ .

В паралельному поверхні пластини полі  $\mathbf{H}$  в умовах ССЕ розсіювання носіїв у шарі товщиною  $r_H$  поблизу поверхні зразка відбувається частіше, ніж в об'ємі. Зокрема, носій зтикається з поверхнею з частотою  $1/\tau_{surf} = v_F/r_H = v_H$ . Вдалині від поверхні, в об'ємі металу, переходи з однієї циклічної траєкторії на іншу відбуваються з частотою  $1/\tau_{bulk} = v_F/l < v_H$ . Тому що  $l > r_H$ , то  $1/\tau_{bulk} \ll 1/\tau_{surf}$  і в приповерхньому шарі носії рухається уздовж електричного поля швидше, ніж в об'ємі. Це призводить до того, що в сильному магнітному полі, електричний струм зосереджується поблизу поверхні провідника [35-37], а поверхнева провідність стає в  $(1/\tau_{surf})/(1/\tau_{sur}) = 1/r_H$  разів більше ніж об'ємна, тобто:  $\sigma_{surf} = \sigma_0(r_H/l)$ , і на відміну від об'ємної провідності ця величина не містить квадратичного по магнітному полю члена.

При дзеркальному відбиванні носіїв поперечна провідність пластини описується виразом:

$$\sigma_{spec} = \sigma_0 \left( a \frac{r_H}{d} + b \frac{r_H^2}{l^2} \right), \quad (5)$$

де коефіцієнти  $a$  і  $b$  порядку одиниці. При  $d \ll l^2/r_H$  провідність визначається тільки приповерхнім шару пластини, у якому зосереджений практично весь

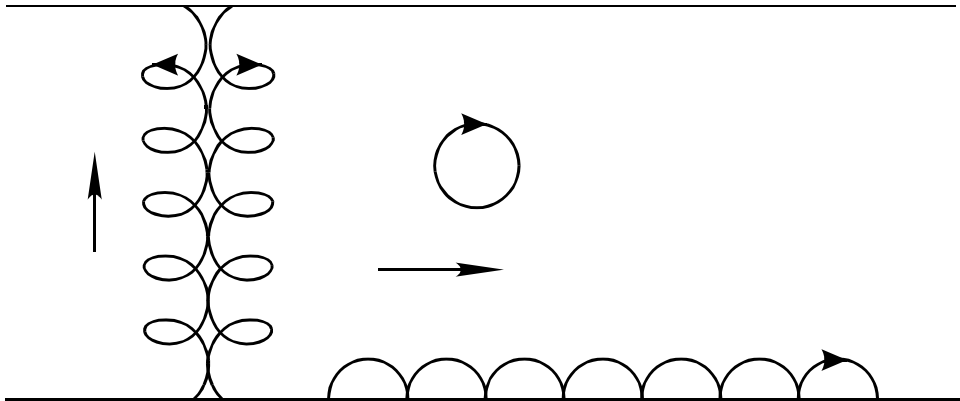


Рис. 6. Траєкторії руху носіїв струму в тонкій пластині провідника в залежності від напрямку  $\mathbf{H}$ : 1 і 2 - паралельно поверхні пластини ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ ); 3 -  $\mathbf{H}$  перпендикулярно поверхні ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ ).



струм, що проходить через провідник. У цьому випадку провідність пропорційна товщині струмового шару, тобто  $r_H$ .

Таким чином, характер взаємодії носіїв із поверхнею визначає закон зміни опору провідника у магнітному полі. У граничних випадках дзеркального ( $p = 1$ ) і дифузного ( $p = 0$ ) розсіювання для компенсованих провідників ( $n_e = n_h$ ) опір є відповідно лінійною або квадратичною функцією  $\mathbf{H}$ . Для проміжних випадків ( $0 < p < 1$ ) лінійна залежність зберігається в обмеженому інтервалі магнітних полів. Отже, принципово можливо експериментальне визначення параметра дзеркальності  $p$ .

Відповідно до точних розрахунків [39] провідність в полі  $\mathbf{H}$ , паралельному і перпендикулярному поверхні пластини визначається виразами:

$$\sigma_{\parallel} = a\sigma_0 \cdot \frac{\gamma}{\gamma + q} \cdot \frac{r_H}{d} + \sigma_0 \gamma^2. \quad (6)$$

$$\sigma_{\perp} = b\sigma_0 q \gamma \cdot \frac{r_H}{d} + \sigma_0 \gamma^2. \quad (7)$$

Тут  $\sigma_0$  - провідність у відсутність магнітного поля,  $\sigma$  - середня провідність тонкої пластини, коефіцієнти  $a$  і  $b$  - порядку одиниці,  $q = 1 - p$ ,  $p$  - коефіцієнт дзеркальності  $\gamma = r_H/l$ . Поверхнева провідність врахована першими доданками правих частин рівнянь (6,7).

Ці рівняння дозволяють зробити оцінки границь зміни коефіцієнта дзеркальності  $p$  при адсорбції на поверхні і визначити значення цієї величини для очищеної у вакуумі поверхні. При умовах сильного магнітного поля,  $(1 - p) \gg \gamma$  вираз (6) спрощується і приводиться до зручного для оцінки  $p$  вигляду:

$$\rho_{\parallel} = \rho_{\text{bulk}} \frac{(1 - p)d}{l + (1 - p)d}, \quad (8)$$

Де  $\rho_{\parallel} = 1/\sigma_{\parallel}$ ,  $\rho_{\text{bulk}} = 1/\sigma_0$ . Наближений вираз (8) справедливий тільки для проміжних значень коефіцієнта дзеркальності,  $0 < p < 1$ , і не має сенсу, якщо  $p = 1$ .

Аналіз рівнянь (6) і (7) дозволяє зробити такі висновки:

**i.** У сильному магнітному полі ( $q \gg \gamma$ ) при дифузному відбиванні носіїв поверхнею провідника ( $q = 1$ ) поверхнева провідність слабо залежить від напрямку магнітного поля. У цьому наближенні

рівняння (6) і (7) збігаються з точністю до множників  $a$  і  $b$ . В такому випадку розмірний ефект існує при будь-якій орієнтації  $\mathbf{H}$ , а опір пластин залежить від величини  $\mathbf{H}$  по квадратичному закону.

**ii.** З збільшенням дзеркальності відбивання носіїв поверхнева провідність у паралельному поверхні полі  $\mathbf{H}$  зростає, а в перпендикулярному - зменшується, прямуючи до нуля при  $q = 0$ . Ці закономірності мають просту фізичну інтерпретацію. Якщо  $\mathbf{H}$  паралельне поверхні, то поверхневий струм формують носії, що рухаються в тонкому, з товщиною порядку  $r_H$ , поверхневому шарі. При будь-якому характері розсіювання їхня рухливість вище, ніж в об'ємі провідника. При дзеркальному відбиванні кореляція характеристик налітаючих і відбитих електронів забезпечує оптимальні умови для дрейфу носіїв вздовж поверхні. Навпаки, у перпендикулярному поверхні полі  $\mathbf{H}$  найрухливішими є носії, що розсіюються на поверхні дифузно. При кожному такому зіткненні осі спіральних траєкторій носіїв зміщуються в площині пластини на відстань порядку  $r_H$  (рис. 6, траєкторія 3). Дзеркальне відбивання від поверхні не змінює положення осі спіральної траєкторії, і розсіювання на поверхні в цьому випадку не дає вкладу в провідність.

Подальший теоретичний аналіз поверхневого розсіювання [43] показав, що, якщо відбувається інтенсивне внутрішньогрупове (внутрішньодолинне) перемішування носіїв, які залишаються у межах одного листа ПФ, то провідність слабо залежить від характеру поверхневого розсіювання. Цей висновок схематично ілюструє рис. 7, на якому поле  $\mathbf{H}$  спрямоване паралельно поверхні металеві пластини. У цьому випадку як дифузне, так і дзеркальне поверхневе розсіювання носіїв викликає їхній інфінітний рух уздовж поверхні із середньою швидкістю  $v_F$ . Незважаючи на те, що при дифузному розсіюванні величина кута відбивання випадкова, носій між послідовними зіткненнями з поверхнею зміщається уздовж її в той же бік на відстань порядку  $r_H$ . Вихід носія з приповерхневого шару неможливий без участі інших механізмів розсіювання. У відсутність таких енергія носія, що рухається в напрямку прикладеного поля  $\mathbf{E}$ , необмежено зростає. Тому, у приповерхневому шарі ефективна довжина вільного пробігу  $l_{\text{eff}} \approx l$ . Якщо магнітне поле спрямоване під

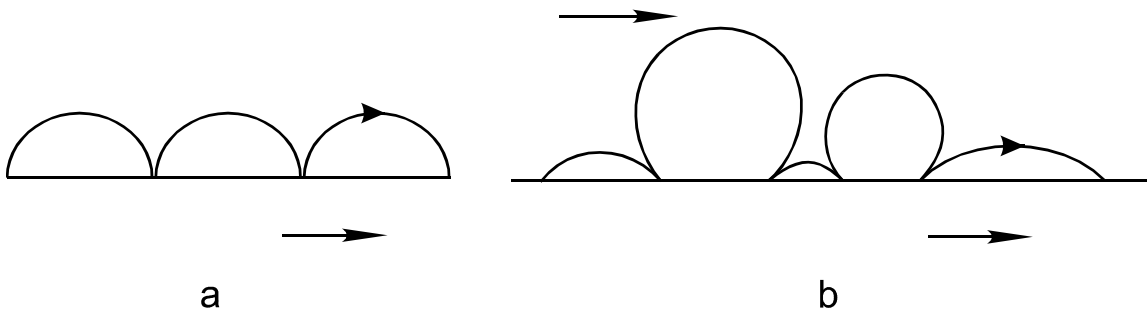


Рис. 7 Рух носіїв струму уздовж поверхні ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ ) при дзеркальному і дифузному поверхневому розсіюванні [29].

кутом  $\varphi$  до поверхні, то носії залишає приповерхневу область у середньому після  $\varphi^{-1}$  зіткнень з поверхнею. У цьому випадку  $l_{\text{eff}} \approx r_H/\varphi$ .

Таким чином, внутрішньогрупове поверхневе розсіювання носіїв не призводить до релаксації електричного струму. Це твердження невірне, якщо в процесі поверхневого розсіювання відбуваються переходи між електронними і дірковими листами ПФ (міждолинні електронно-діркові перекидання). Такі переходи призводять до зміни напрямку обертання носія в полі  $\mathbf{H}$  і, отже, до зміни напрямку його дрейфу відносно напрямку  $\mathbf{E}$ . Ці процеси є дисипативними, вони ведуть до втрати енергії носіїв, набутої в електричному полі.

Інші висновки справедливі для напівметалів, у яких електронні і діркові листи ПФ рознесені в імпульсному просторі на великі в порівнянні з їхніми розмірами відстані. Співвідношення між часом релаксації визначає і співвідношення між ймовірностями міждолинного і внутрішньодолинного поверхневого розсіювання. Цей граничний випадок аналізується у роботі Бабкіна і Кравченко [44] - при розсіюванні носіїв на поверхні пластини характерний час міждолинної ( $\tau_e$ ) і внутрішньодолинної ( $\tau_i$ ) релаксації сильно відрізняються:  $\tau_e \gg \tau_i$ . При цих умовах поверхневе розсіювання впливає на провідність на відстані  $L$  від поверхні, причому  $L \gg r_H$ . Величина  $L$  характеризує відстань від поверхні, на якій внаслідок міждолинних переходів концентрація носіїв спадає до значення, характерного для об'єму провідника. Вона називається міждолинною дифузійною довжиною. У паралельному поверхні магнітному полі  $L \sim r_H(\tau_e/\tau_i)^{1/2}$ . Виконаний при таких умовах аналіз залежності провідності (МО) пластини від величини  $\mathbf{H}$  показав, що, квадратична залежність МО справедлива, якщо  $d > L\gamma^{-2}$  ( $\gamma = r_H/d$ ). Якщо ж  $L < d < L\gamma^{-2}$ , спостерігається лінійна залежність. За умови  $d \ll L$  МО від напруженості  $\mathbf{H}$  не залежить.

Експериментально ССЕ для випадку  $\tau_e \gg \tau_i$  досліджувався Богодом і Ерьоменко [45,46]. У цих роботах вивчався вплив розмірів, форми і стану поверхні на МО вісмуту і сурми при низьких температурах. Врахування міждолинного розсіювання в об'ємі і на поверхні провідників дозволило пояснити відхилення від квадратичної залежності МО від величини  $\mathbf{H}$ .

Підсумовуючи відзначимо, що теорія електропровідності тонких провідників компенсованих металів у сильному магнітному полі була сформульована в [35-40,43,47].

Відповідно до (6) і (7) ССЕ є причиною додаткової анізотропії поперечного МО тонких металевих пластин, що знаходяться в умовах сильного магнітного поля. Перші експериментальні дослідження впливу форми провідників на МО (ефекту форми) були виконані для тонких пластин вісмуту [48]. Надалі такі дослідження були проведені і для інших металів [46,49-52]. При довільній

орієнтації  $\mathbf{H}$  відносно поверхні провідника в умовах статичного скін-ефекту [39] у процесі провідності беруть участь різні групи електронів. Ці групи мають як різні фазові об'єми в імпульсному просторі, так і різний характер взаємодії з поверхнею провідника. Додаткова анізотропія МО спостерігається при помітній поверхневій провідності  $\sigma_{\text{surf}} \sim \sigma_{\text{bulk}}$  або  $d \sim l$ . Тому "ефект форми" є низькотемпературним розмірним явищем. Поступове зниження температури пластин і дротів дозволяє спостерігати перехід від "масивних" характеристик до "розмірних".

Особливості цього явища були експериментально вивчені авторами для тонких монокристалічних пластин W і Mo [42,53]. Полярні діаграми  $\rho(\beta)$  зміни МО пластини при обертанні напрямку  $\mathbf{H}$  (зміні кута  $\beta$  між  $\mathbf{H}$  і  $\mathbf{n}$  - нормалі до поверхні пластини) показані на рис. 8,9,10 відповідно для різної температури пластини при фіксованій її товщині і для пластин різної товщини при температурі рідкого гелію. Характерними рисами цих кривих є залежність МО пластин від кута  $\beta$  при  $T < 20\text{K}$ , а також мінімуми МО при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ . При підвищенні температури пластини

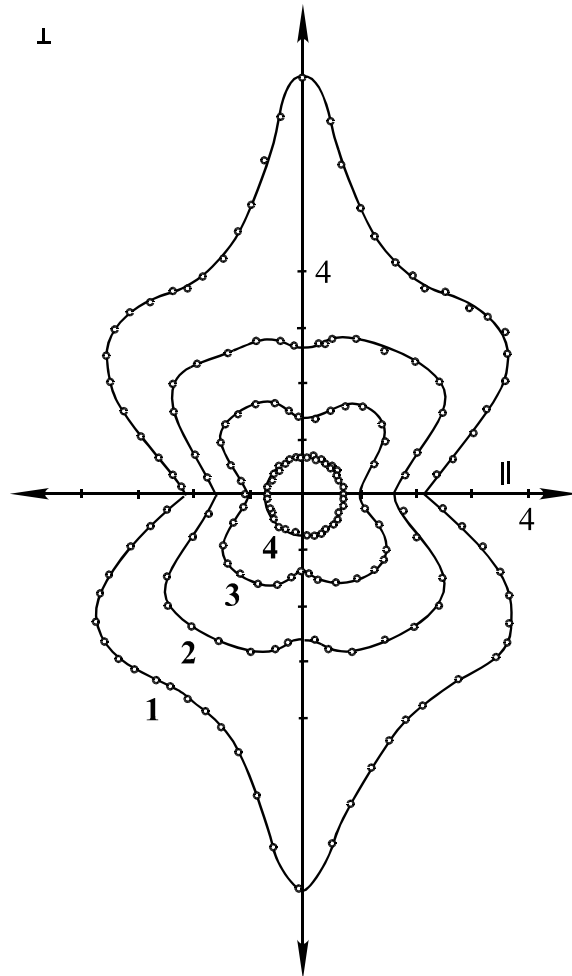
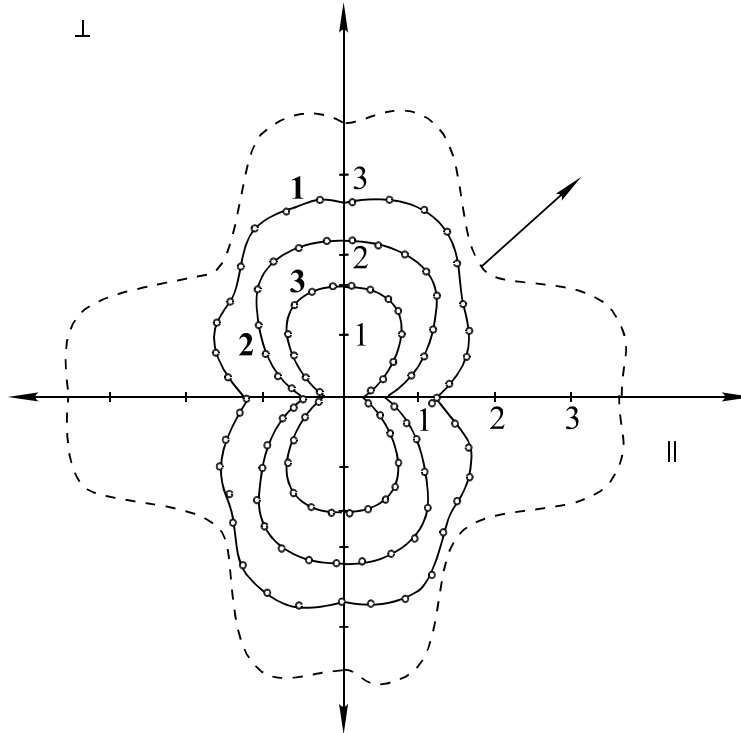
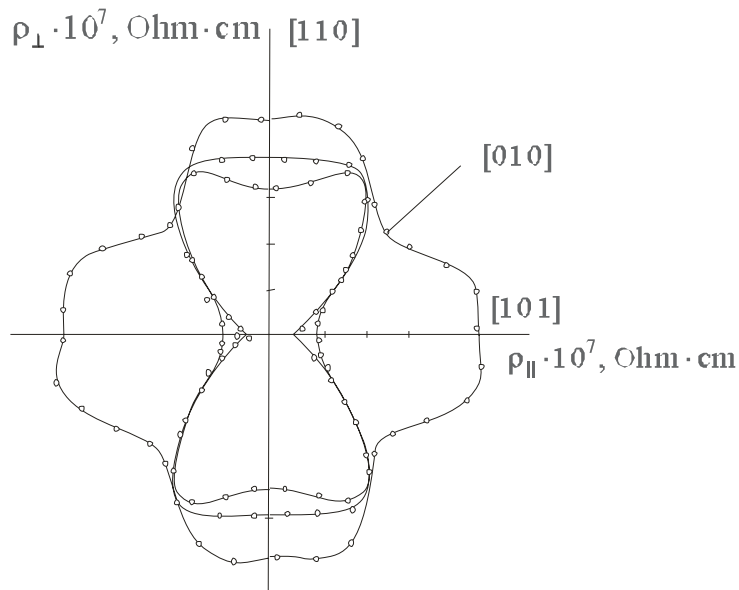


Рис. 8.  $\rho(\theta)$  - кутові залежності МО пластини W, орієнтованої в площині (110), при  $H = 8.9 \text{ кЕ}$ ,  $d = 0.1 \text{ мм}$  і  $T$ : 1 - 4,2К, 2 - 9К, 3 - 11.5К, 4 - 15К, 5 - 20К, 6 - 27.3К [42]. Обертання пластини проводилося навколо кристалографічного напрямку [100].



**Рис. 9.**  $\rho(\theta)$  - кутові залежності МО пластини W, орієнтованої в площині (110), при  $H = 8,9\text{кЕ}$ ,  $T = 4,2\text{К}$  і d пластини: 1 – 0,3мм, 2 – 0,7мм, 3 – 1,6мм; штриховою кривою в довільному масштабі показана кутова діаграма для масивного зразка [42]. Обертання проводилося навколо кристалографічного напрямку [110].



**Рис. 10.**  $\rho(\theta)$  - кутова залежність МО пластини Mo, орієнтованої в площині (110), при  $H = 8,9\text{кЕ}$ ,  $T = 4,2\text{К}$ : 1 – d = 0,1мм, поверхня пластини покрита до насичення адсорбованими залишковими газами, 2 – d = 0,1мм, поверхня очищена високотемпературним прогрівом, 3 – d = 1,5 мм, стан поверхні не впливає на залежність  $\rho(\theta)$  [53]. Обертання пластини проводилося навколо кристалографічного напрямку [110].

або її товщини полярні діаграми  $\rho(\beta)$  змінюють свою симетрію з другого порядку на четвертий, властивій “масивним” кубічним кристалам. Напрямки, що відповідають паралельній і перпендикулярній орієнтації  $\mathbf{H}$ , є фізично еквівалентними в кубічних кристалах. Тому анізотропія, що спостерігається при низьких температурах, обумовлена тільки формою

провідника.

Відзначимо, що монокристалічний Mo ( $\rho_{4,2\text{К}}/\rho_{300\text{К}} \sim 10^4$ ), який використовувався в експериментах, мав меншу чистоту ніж W ( $\rho_{4,2\text{К}}/\rho_{300\text{К}} \sim 10^6$ ). Викликане цим зменшення довжини вільного пробігу носіїв призводило до того, що для найтовщих пластин молибдену полярні

діаграми були близькі до залежностей для масивного металу.

Ще одною обставиною, що заслуговує увагу, є вплив стану поверхні на залежності  $\rho(\beta)$ . Зокрема, на рис. 10 кривій 1 відповідає поверхня пластини, покрита до насичення шаром адсорбованих залишкових газів, а крива 2 записана після очищення поверхні високотемпературним прогрівом в надвисокому вакуумі. Таким чином, при напрямках **H**, близьких до паралельного і перпендикулярному поверхні, величина МО пластини сильно залежить від стану її поверхні. Вплив адсорбції плівок на МО пластин в умовах ССЕ і поперечного МО буде ще обговорюватися нижче. Для особливо чистих монокристалів цей ефект найяскравіше виявляється в полі **H**, паралельному поверхні, і складає біля 100% величини вихідного МО.

Оцінка  $l$  і  $p$  для монокристалів W і Mo виконувалася на основі рівняння (8) в припущенні нульового коефіцієнта дзеркальності для неочищеної поверхні:  $p=0$ . Величина  $\sigma_{\text{bulk}}$  вимірювалася в експерименті. Наприклад, для пластини W з  $d=1$ мм при  $H=10$ кЕ, коли поверхневою провідністю можна знехтувати, МО складав  $\rho_{\text{bulk}}=7 \times 10^{-5}$  Ом·см. Одержані значення для  $l$  і  $p$  для очищеної поверхні склали  $p=0,7-0,8$ ,  $l=0,3$ мм для W і  $p=0,6$ ,  $l=0,3$  мм для Mo.

У перпендикулярному поверхні полі **H** аналогічний до (8) вираз для оцінки коефіцієнта  $p$  записується так:

$$p=1-\frac{\frac{1}{\rho_{\text{pure}}}-\frac{1}{\rho_{\text{bulk}}}}{\frac{1}{\rho_{\text{cont}}}-\frac{1}{\rho_{\text{bulk}}}}. \quad (9)$$

Тут  $\rho_{\text{bulk}}$ ,  $\rho_{\text{cont}}$  і  $\rho_{\text{pure}}$  відповідно МО масивної пластини та МО тонкої пластини до і після очищення її поверхні. Вираз (9) не містить параметра  $l$  і, тому є надійнішим ніж (8). У припущенні  $p=0$  для неочищеної поверхні, і при використанні величини  $\rho_{\text{bulk}}=2,5 \times 10^{-6}$  Ом·см для W ( $\rho_{4,2\text{К}}/\rho_{300\text{К}}=3,3 \times 10^3$ ) і  $\rho_{\text{bulk}}=4,1 \times 10^{-7}$  Ом·см для Mo ( $\rho_{4,2\text{К}}/\rho_{300\text{К}}=2,0 \times 10^3$ ), були одержані значення  $p$  для атомночистих поверхонь:  $p=0,8$  для W і  $p=0,2$  для Mo. Для W ці оцінки добре узгоджуються як у паралельному, так і у перпендикулярному поверхні полі **H**. Розходження в оцінках  $p$  для монокристалу Mo, очевидно, обумовлене як меншою чистотою кристала, що також визначає і стан атомночистої поверхні, так і вкладом у процес провідності інших у порівнянні з W груп носіїв.

### 3.2. Осциляції Зондгеймера

У схрещених полях **E** і **H** носії струму можуть рухатися по гвинтовій траєкторії (рис. 6, траєкторія 3). У результаті зіткнення з поверхнею така траєкторія руху розривається на певній частині витка, яка залежить від напруженості і напрямку **H** та товщини зразка. Якщо поле **H** має перпендикулярну

до поверхні пластини складову, то при монотонній зміні напруженості **H** поряд із монотонною зміною МО спостерігаються і його осциляції. Вони обумовлені тим, що зсув осі гвинтової траєкторії носія уздовж поверхні, що виникає при дифузному поверхневою розсіюванні, періодично змінюється із зміною напруженості **H**. Якщо **H** перпендикулярне поверхні пластини, величина зсуву осі траєкторії носія змінюється від 0 до  $2r_{\text{H}}$ . Число цілих витків траєкторій визначає складову МО, яка монотонно змінюється.

Теорія цього гальваноманітного розмірного явища в припущенні ізотропного закону дисперсії носіїв уперше була розроблена Зондгеймером [54]. Тому ефект прийнято називати ефектом Зондгеймера, а осциляції кінетичних коефіцієнтів, зокрема МО (або провідності), - *осциляціями Зондгеймера (ОЗ)*.

Період ОЗ визначається приростом напруженості **H**, необхідним для зміни на одиницю кількості витків траєкторії носія при його русі від однієї поверхні пластини до іншої.

У сумарний ефект найбільший внесок дають певні, виділені групи носіїв ПФ із певними значеннями  $p_z$ , що відповідають максимальним групам з максимальним фазовим об'ємом в імпульсному просторі. При квадратичному законі дисперсії носіїв – це групи з максимальною швидкістю вздовж напрямку вектора **H**, тобто носії, які розташовується в околиці опорних точок ПФ. [54]. Осциляції, пов'язані з цією групою, класифікують як *ОЗ першого типу*.

Гуревичем [55] було показано, що в металах із складної ПФ (тобто при довільному законі дисперсії) можливі *ОЗ другого типу*. У цьому випадку найбільш ефективними для ОЗ також є і групи носіїв, що розташовані поблизу екстремального перетину  $\partial S/\partial p_z$  ПФ площиною  $p_z = \text{const}$ .

$$dH = \frac{c}{ed} \left( \frac{\partial S}{\partial p_z} \right), \quad (10)$$

де  $c$  - швидкість світла,  $e$  - заряд електрона,  $d$  - товщина пластини,  $S$  - площа перерізу ПФ площиною  $p_z = \text{const}$ ,  $p_z$  - квазіімпульс електрона уздовж напрямку **H**. Оскільки період ОЗ залежить від імпульсу, то різним групам носіїв із різними  $p_z$  відповідають різні періоди. Через накладення ОЗ із різними періодами по **H**, сумарні осциляції МО можуть змазуватися.

Досить великій групі носіїв, що знаходиться на паску такого перерізу ПФ, відповідають приблизно однакові періоди ОЗ. Тому експериментально визначені значення  $dH$  дають можливість визначити групу електронів, які відповідають за виникнення ефекту. Зрозуміло, що для цього повинна бути відома топологія ПФ даного металу.

Якщо відбуваються електронно-діркові перекидання, то в результаті БЗВ ОЗ можуть виникати навіть при дзеркальному відбиванні носіїв поверхнями пластини [56]. Коли розсіювання носіїв на поверхні пластини не цілком дифузне ( $q \neq 0$ ), те в спектрі ОЗ спостерігаються гармоніки, обумовлені

внеском у МО носіїв, які відчували дифузне поверхнєве розсіювання після багатократного дзеркального відбивання. Зокрема, можливі осциляції МО, викликані тим, що носій набирає ціле число обертів тільки в результаті декількох відбитків - *кратні ОЗ* [57,58]. Вперше на можливість кратних ОЗ вказав Голанд [58]. Теорія кратних ОЗ для плоскопаралельної пластини була розроблена Грішиним [57]. Ці розрахунки показують, що амплітуди кратних гармонік осцилюючої частини, МО, відрізняються тільки ймовірністю одно-, дво-, трьох- і т.д. кратного проходження носіїв між поверхнями пластини. Окремим випадком є ситуація, коли одна з поверхонь пластини відбиває носії дзеркально, а інша – розсіює дифузно. Тоді носії мають можливість пройти товщину пластини два рази, що ефективно “збільшує” товщину пластини вдвічі.

Відношення амплітуд кратних гармонік (Фур'є компонент) ОЗ залежить тільки від коефіцієнта дзеркальності поверхні і довжини вільного пробігу носіїв. Тому кратний ефект Зондгеймера можна використовувати як метод дослідження поверхневого розсіювання носіїв. Відповідно до теоретичних робіт Песчанського і співробітників [15,16] експериментальне дослідження ОЗ при різних напрямках  $\mathbf{H}$  відносно площини поверхні дозволяє визначити індикатрису (ймовірність) розсіювання носіїв опорних точок ПФ, зокрема, інтервал кутів, у якому вона істотно змінюється, а також її залежність від кута падіння носіїв на поверхню. Експериментально ОЗ досліджувалися для ряду металів з анізотропною ПФ - Cd, Cu, Al, Cr, W [59,60]. У цих експериментах спостерігалися ОЗ із різними періодами. Експериментальне визначення функції  $p(\theta)$  було непростим завданням, оскільки вимагало розділення за допомогою гармонійного аналізу кратних гармонік ОЗ, викликаних різними групами носіїв.

У роботі [61] експериментально досліджувався ефект Зондгеймера для пластин W, орієнтованих у

площині (100) при різних кутах нахилу  $\alpha$  магнітного поля щодо нормалі до поверхні  $\mathbf{n}$ . Було встановлено, що амплітуда ОЗ монотонно зменшується із збільшенням  $\alpha$ , а період осциляцій  $\Delta H$  змінюється складним чином. По величині  $\Delta H$  автори визначали кривизну замкнутих частин ПФ вольфраму  $r_0 = 1/2\pi(\partial S/\partial k_z)$ ,  $k_z = p_z/\hbar$  проводили її порівняння з розрахованими значеннями, отриманими з моделі ПФ, побудованої за даними вимірів ефекту де-Гаазаван-Альфена [62].

Кратний ефект Зондгеймера був використаний авторами як метод визначення довжини вільного пробігу носіїв в об'ємі металу, коефіцієнта дзеркальності виділених груп носіїв струму, у тому числі для пластин, покритих адсорбованими плівками [57,63]. Залежність періоду ОЗ від товщини пластини була покладена в основу методу дослідження дифузії адсорбованих на поверхні частинок в об'єм металу-підкладки [64].

### 3.3. Електронне фокусування

Ефект фокусування носіїв струму зовнішнім магнітним полем  $\mathbf{H}$  був передбачений Шарвіним [65]. Під його керівництвом було вперше здійснено експериментальне дослідження *подовжнього* (в напрямку  $\mathbf{H}$ ) електронного фокусування (ЕФ) [66]. Теорія *поперечного* ЕФ в полі викладена в [67]. Це явище було використане Цоєм для вивчення поверхневого розсіювання носіїв струму в ряді металів – вісмуту [68,69,70,71], міді [72], сурми [73] і вольфраму [74], див. також огляд [75].

Схема експерименту [68] показана на рис. 11. До монокристалічної пластини Ві ( $M$ ) прикріплювалися два вістря  $B$  і  $C$  – відповідно емітер і колектор. Вимірювалася різниця потенціалів  $U$  між контактом  $C$  і периферійною точкою зразка. Напруженість  $\mathbf{H}$  можна було змінювати, а його напрямок - обертати в площині пластини. Зростання  $H$  призводить до немонотонної зміни величини  $U(H)$  (рис 12). Послідовність піків на кривій  $U(H)$  спостерігається

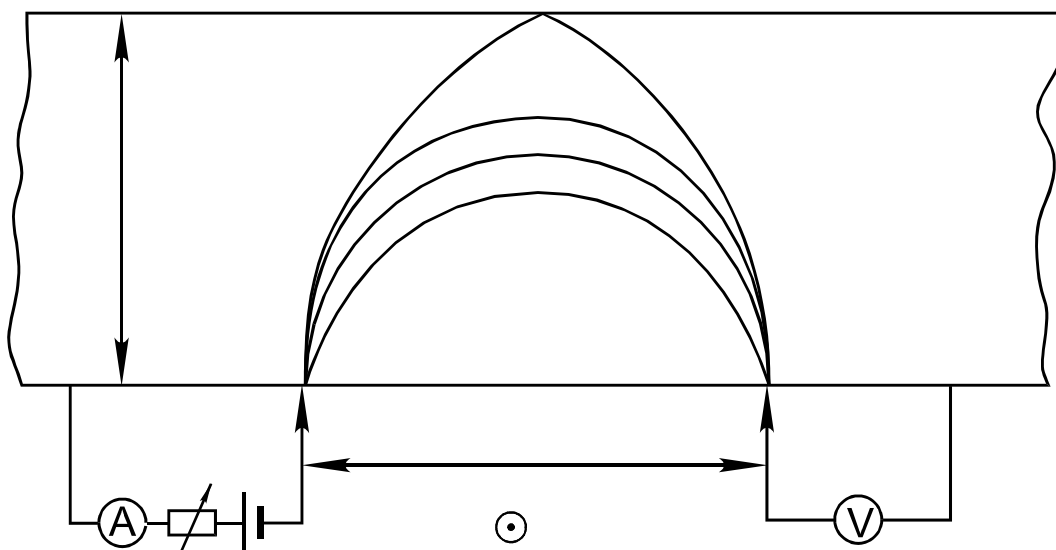
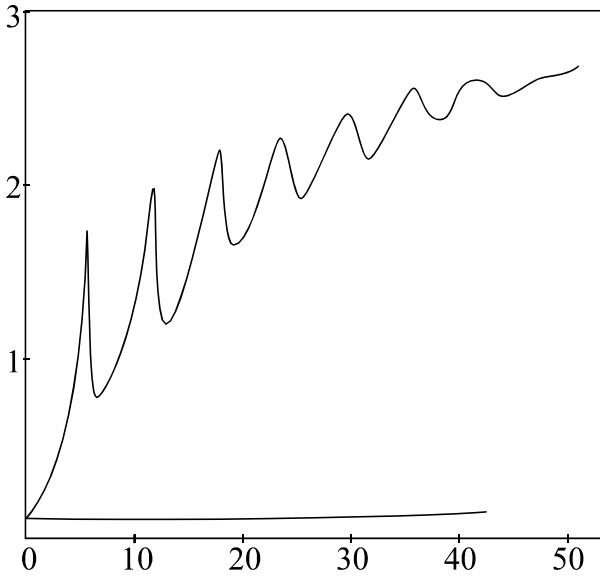


Рис. 11. Схема експерименту, у якому спостерігалася поперечне ЕФ носіїв в пластині провідника. Показано класичні траєкторії руху носіїв при різних напруженості  $\mathbf{H}$  [76].

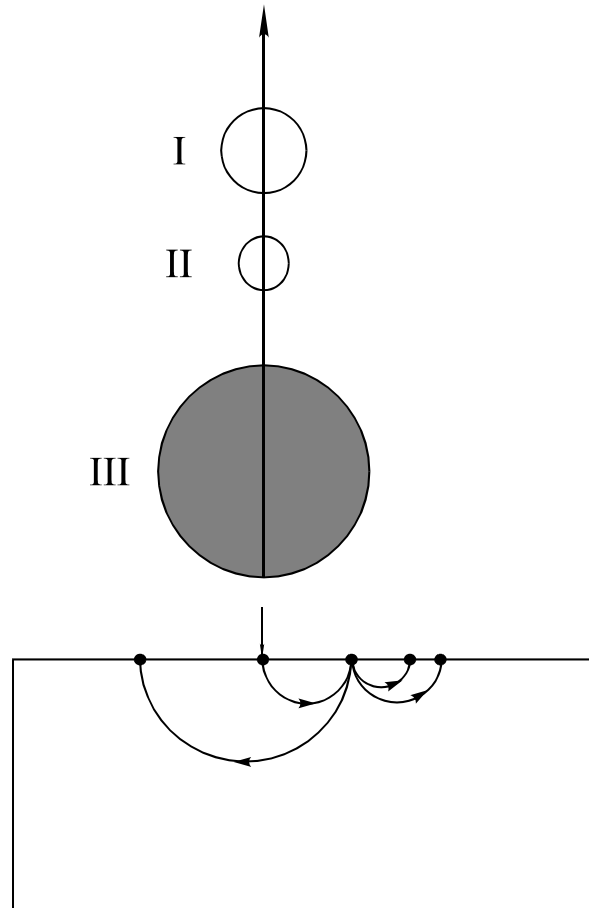


**Рис. 12.** Залежність напруги  $U$  між емітером і колектором при поперечному ЕФ  $V$  залежності від напруженості  $H$  (верхня крива). Нижня крива одержана при протилежному напрямку  $H$  [76].

при кратних  $H^*$  величинах. Виникнення піків викликано дзеркальним відбиванням електронів, що зіштовхуються з поверхнею зразка під кутом, близьким до 90 градусів. Хімічне травлення призводило до посилення дифузного розсіювання і різкого зменшення амплітуди піків при зростанні номера особливості. Таким чином, основною умовою існування піків при кратних  $H$  є дзеркальність відбивання носіїв. У припущенні, що амплітуда  $n$ -го піку пов'язана з амплітудою першого співвідношенням  $A_n = A_1 p^{(n-1)}$  ( $p$  - коефіцієнт дзеркальності), для поверхні Ві була отримана величина  $p = 0,75$  [68]. При зміні напрямку  $H$  на протилежний змінюється і напрямок руху носіїв, емітованих із контакту  $B$ . Носії рухаються в протилежному від колектора  $C$  напрямку і ефект фокусування зникає (див. нижню криву рис. 12).

Рис. 13 демонструє вплив БЗВ на фокусування носіїв струму [74]. Гіпотетична модель ПФ складається з трьох частин - двох електронних - I і II, і однієї діркової - III. Носії виходять із емітера в точці  $A$  координатного простору і мають стан, що характеризується крапкою  $A'$  на ПФ. Носії, що відбилися від поверхні в точці  $B$  координатного простору, переходять у стан  $B'$  на ПФ в імпульсному просторі. Після дзеркального відбивання від поверхні носії струму можуть перейти в точки  $A'$ ,  $E'$  і  $K'$  на ПФ, що відповідає фокусуванню в точки  $C$ ,  $E$  і  $K$  координатного простору. Процеси розсіювання в точки  $E'$  і  $K'$  на ПФ призводять до зменшення амплітуди другої лінії ЕФ, якщо колектор встановлений у точці  $C$  і появи додаткових ліній ЕФ при певній величині  $H$ , якщо колектор розташований у точках  $E$  або  $K$ .

Спочатку експериментальні дослідження ЕФ виконувалися без застосування вакуумної техніки для електрополірованих монокристалічних пластин



**Рис. 13.** Вплив БЗВ на поперечне ЕФ (див. пояснення в тексті) [74].

металів, які під час експерименту були покриті шаром окислів і адсорбованих домішок. На таких поверхнях вимірювався параметр  $p$  для різних груп носіїв, відрізнялися величиною імпульсу (довжиною хвилі де-Бройля) і ймовірністю міждолинних переходів, при нормальному падінні на одній і тій же ділянці поверхні кристалу.

В [77] вперше були проведені дослідження методами ССЕ і ЕФ *in situ* в умовах надвисокого вакууму. Досліджувалося розсіювання носіїв струму на поверхні вольфраму, вивчалися *атомності* і *покриті адсорбованими частинками* пластини  $W(110)$  і  $W(100)$ . Результати цих експериментів наведені в табл. 1. Вони підтверджують як основні висновки теорії поверхневого розсіювання носіїв струму [9,10] так і експериментальні результати, отримані нами методом статичного скін-ефекту [42,53,78].

### III.4. Високочастотні розмірні гальваномагнітні явища

Високочастотні властивості металу цілком визначаються його поверхневим імпедансом  $Z = R - iX$ , що задає зв'язок між тангенціальними компонентами напруженості перемінних електромагнітних полів на поверхні. Мніма частина поверхневого імпедансу  $X$  визначає енергію радіочастотного поля, запасену в металі, а дійсна  $R$  -



Таблиця 1.

Коефіцієнти дзеркальності поверхневого розсіювання різних груп носіїв ПФ, отримані методом поперечної ЕФ [77].

$\lambda, \text{Å}$	$R_{\text{атомности}}$	$R_{\text{з домішками}}$	Частина ПФ
Площина (110)			
10,5	0,6±0,1	0	Дірковий октаедр
13,5	0,6±0,1	0	Електронний валет
23	0,6±0,1	0,28±0,05	Електронний сфероїд
51	0,6±0,1	0,5±0,05	Дірковий еліпсоїд
Площина (100)			
5,7	0		Електронний валет
8,2	0		Дірковий октаедр
26	0,25±0,05		Електронний сфероїд
0	0,7±0,1		Дірковий еліпсоїд

швидкість дисипації енергії. Величини  $R$  і  $X$  можна визначити експериментально, міряючи амплітуду і фазу хвилі, відбитої від поверхні.

У відсутності зовнішнього постійного магнітного поля змінне електромагнітне поле з частотою  $\omega < \omega_p$  ( $\omega_p$  – плазмова частота; величина якої для типових металів біля  $10^{16}$  Гц) загасає на характерній відстані  $\delta$  від поверхні металу. Залежність імпедансу від частоти, температури й інших параметрів істотно різна в двох граничних випадках: нормальний скін-ефект ( $\delta \gg l$ ) і аномальний скін-ефект ( $\delta \leq l$ ),  $l$  – середня довжина вільного пробігу носіїв струму в металі. В умовах нормального скін-ефекту зв'язок між густиною електричного струму  $\mathbf{j}$  і електричним полем можна вважати локальною і користуватися законом Ома в звичайній формі  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ . У цьому випадку поле спадає за експоненціальним законом на характерній відстані  $\delta_n = (c^2/2\pi\omega\sigma_0)^{1/2}$  і  $Z_n = (2\pi\omega/\sigma_0 c^2)^{1/2}(1-i)$ , де  $\sigma_0$  – провідність масивного металу,  $c$  – швидкість світла у вакуумі. Якщо зразок має кінцеву товщину  $d > \delta$ , то в силу  $\delta \gg l$  характер поверхневого розсіювання не впливає на імпеданс. При аномальному скін-ефекті стає істотною просторова дисперсія і зв'язок між  $\mathbf{j}$  і  $\mathbf{E}$  не є локальним. Оціночні вирази для імпедансу  $Z_a$  і товщини скін-шару  $\delta_a$  можна одержати з формул для нормального скін-ефекту, якщо скористатися концепцією "неефективності". Відповідно до цієї концепції основний внесок у провідність вносять носії, що рухаються в скін-шарі майже паралельно поверхні. Обумовлена цими носіями провідність  $\sigma_{\text{eff}} = a\sigma_0/l$ ,  $a \sim 1$  [79]. Тоді  $\delta_a = (3/2)^{1/2}(c^2 l/4\pi a \omega \sigma_0)^{1/3}$  і  $Z_a = (2\pi^2 \omega^2 l/ac^4 \sigma_0)^{1/3}$ . Точний розрахунок [80] показує, що коефіцієнт  $a$  незначно змінюється при переході від дзеркального відбивання носіїв до дифузного, так що  $Z_{\text{eff}}/Z_{\text{spec}} = 9/8$ . Таким чином, і в умовах аномального скін-ефекту характер поверхневого розсіювання не має істотного впливу на провідність. Відповідно до [81], добавка до імпедансу, викликана дифузністю розсіювання на поверхні, максимальна в проміжній області між нормальним і гранично аномальним скін-ефектом.

У компенсованому металі, до якого прикладено зовнішнє постійне магнітне поле  $\mathbf{H}$ , при виконанні

умов  $r_H \ll \delta \ll l$  може спостерігатися новий, "поверхневий" тип скін-ефекту [82,83], що відрізняється як від нормального, так і аномального. У цьому випадку електричне поле і струм загасають на різній за порядком величини відстані від поверхні. При існуванні поверхневого скін-ефекту виконується умова  $\delta_a \ll r_H \ll \delta_n$ . Цей ефект має ту ж фізичну природу, що і статичний скін-ефект. Тому характер взаємодії носіїв із поверхнею істотно впливає на імпеданс  $Z$  металу і на його залежність від  $\mathbf{H}$  і  $\varphi$ .

Зміна характеру руху носіїв струму в постійному полі  $\mathbf{H}$  може викликати й аномальну "прозорість" металу для електромагнітного випромінювання з частотою  $\omega < \omega_p$ . Поряд із скин-компонентою електромагнітного поля, яка сильно загасає, виникає і добавка, що загасає слабо. Якщо пластина має товщину меншу довжини загасання проникаючі компоненти, то залежність  $Z$  від  $\mathbf{H}$  стає осцилюючою. Ефекти, що спричиняють аномальну прозорість металів на радіочастотах, умовно підрозділяються на дві групи: резонансні збудження електронно-діркової плазми металу (слабозагасаючі електромагнітні хвилі) [84-86] і траєкторні, одночасткові ефекти [87].

Поширення хвиль, що загасають слабо, у металах можливо тільки при низьких температурах. Воно обумовлено резонансним характером поглинання носіями енергії електромагнітного поля в присутність постійного поля  $\mathbf{H}$ . Наявність різких максимумів поглинання викликає сильну дисперсію діелектричної проникності поблизу резонансу. У результаті, діелектрична проникність стає в основному дійсною величиною позитивною по одну бік від резонансу. Це забезпечує необхідну умову для поширення хвилі, що загасає слабо. До теперішнього часу відомо декілька типів таких хвиль: гелікони, альфвенівські, циклотронні і спінові хвилі, доплерони [85,86].

Фермієвське виродження плазми носіїв струму металів створює умову для циклотронного резонансу, частота котрого істотно зсунута внаслідок ефекту Доплера. Умова виникнення доплер-зсунутого циклотронного резонансу:  $\omega - \mathbf{kv}_F = \omega_c$ . Наявність цього резонансу обмежує область існування гелікона

з боку слабих полів і спричиняє появу нової моди, що поширюється - доплерона. Принципова можливість існування доплеронів була передбачена для лужних металів в [88,89]. Вперше експериментально доплерони були виявлені в кадмії [90,91]. Особливо сильно доплер-зсунутий циклотронний резонанс виявляється в компенсованих металах, у яких гелікони відсутні внаслідок компенсації холловської провідності електронів і дірок. Властивості доплеронів визначаються малими групами електронів ПФ - носіями опорної точки або перетинів із постійним або екстремальним значенням  $\partial S/\partial p_H$ . Довжина їхнього загасання в сильних полях близька до довжини вільного пробігу резонансних носіїв. Хвильовий вектор доплерона змінюється з ростом  $H$ , прямуючи до свого граничного значення  $k_H = (U_{ext})^{-1}$ . Це викликає майже періодичні по магнітному полю осциляції імпедансу тонкої ( $d < l$ ) пластини.

На можливість траєкторного проникнення електромагнітного поля в метал в умовах циклотронного резонансу було вказано в [92,93]. У нерезонансних умовах подібний ефект, уперше виявлений у [94], одержав назву радіочастотного розмірного ефекту Гантмахера. Відомі також і інші різновиди траєкторних ефектів аномального проникнення [87], серед яких відзначимо ефект Гантмахера-Канера [95], що виникає в магнітному полі, перпендикулярному поверхні. Він обумовлений доплер-зсунутим циклотронним резонансом носіїв з екстремальним зсувом. У цьому випадку проникаюча компонента електромагнітного поля обумовлює квазігармонічні осциляції поверхневого імпедансу тонкої пластини з тим же періодом, що й осциляції Зондгеймера.

При аналізі впливу поверхневого розсіювання носіїв на імпеданс пластини компенсованого металу зі сферичною ПФ у полі  $H$ , перпендикулярному її поверхні, довгий час теоретики обмежувалися розглядом найпростішої (із погляду математики)

задачі про повністю дзеркальне відбивання. Вважалося, що врахування дифузності не призводить до істотної зміни результатів розрахунків [92-96,97]. Також вважалося, що при переході від дзеркального до дифузного розсіювання єдина принципова відмінністю є зміна характеру поведінки поверхневого імпедансу поблизу порога доплерона. [92,97-99]. Подальший розвиток теорії, що враховує дифузне розсіювання, стимулювалося експериментальними дослідженнями, результати яких розходилися з передбаченнями теорії [100,101]. Парадоксально, але при дифузному розсіюванні в силу порушення симетрії форми траєкторії підлітаючих до поверхні і розсіяних носіїв у межах аномального скін-шару відбувається більш ефективне ніж при дзеркальному відбиванні їхня взаємодія з електричним полем скінуючої електромагнітної хвилі, внаслідок чого амплітуда доплерона і компонента Гантмахера-Канера істотно зростають, а також змінюється залежність  $Z$  від  $H$ . У [102] розглянута теорія імпедансу компенсованого металу з ПФ типу "гофрований циліндр" при довільному значенні  $p$ . Відповідно до [102,103,104] зменшення амплітуди осциляцій при переході до дзеркального відбивання пов'язано не тільки з модуляцією поля скін-шару доплероном, що рухається, але і з виникненням осциляцій поверхневого струму, викликаного радіочастотним аналогом ефекту Зондгеймера. Було показано, що збільшення дзеркальності розсіювання зменшує амплітуду осцилюючої частини у  $(1-p)^2$  разів і призводить до появи кратних гармонік в спектрі доплеронних осциляцій і осциляцій Гантмахера-Канера.

Підсумовуючи відзначимо, що поверхневий імпеданс  $Z(H)$  пластини компенсованого металу з довільною формою ПФ в області сильних магнітних полів можна представити у виді суми осцилюючої частини і частини, що змінюється повільно:

$$Z(H) = Z_p(H) + Z_{osc}(H) = Z_p(H) + \frac{Z_p^2(H)e_{osc}(H)}{1 + Z_p(H)e_{osc}(H)}. \quad (11)$$

Якщо осциляції малі, вираз для осцилюючої частини імпеданса спрощується:

$$Z_{osc}(H) \approx Z_p^2(H)e_{osc}(H). \quad (12)$$

Обидва співмножники в правій частині (12) залежать від характеру поверхневого розсіювання носіїв. У наближенні Фука ця залежність враховується за допомогою єдиного параметра - коефіцієнта дзеркальності  $p$ , що вважається однаковим для всіх носіїв, що взаємодіють із поверхнею [102,105]. Відзначимо проте, що плавна частина імпедансу  $Z_p$  визначається всіма носіями ПФ і залежить від усередненого (інтегрального) параметра дзеркальності  $p$ . Осцилюючий множник  $e_{osc}$  обумовлений проникаючими в метал компонентами електромагнітного поля, що формуються виділеними групами носіїв. Тому він

залежить від диференціального коефіцієнта дзеркальності  $p_d$ , що характеризує поверхневе розсіювання виділеної групи носіїв. Таким чином осцилююча частина імпедансу металеві пластини залежить, принаймні, від двох параметрів  $p$  і  $p_d$ , що характеризують розсіювання носіїв струму на поверхні:

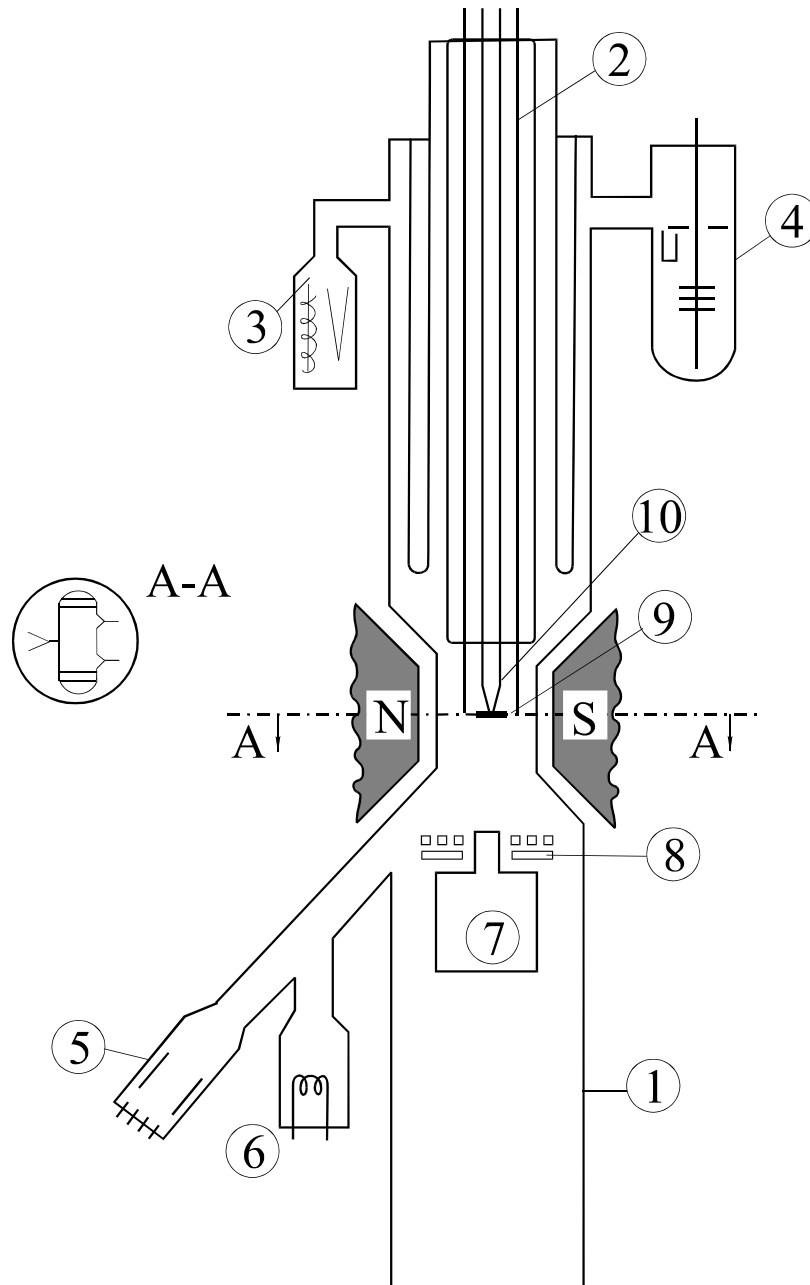
$$Z_{osc}(H) \approx Z_p^2(p, H)e_{osc}(p_d, H). \quad (13)$$

Експериментальні дослідження поверхневого імпедансу металів у магнітному полі, перпендикулярному поверхні, виконувалися для зразків  $Bi$  [106],  $Sn$  [100,107],  $Cd$  [90,91, 98,99,108,109,110],  $In$  [97,111,112],  $Cu$  [113,114],  $Al$  [92,114],  $Ag$  [114,115],  $W$ [104,108,109,116-122],  $Mo$  [121-127],  $Zn$  [127,128].

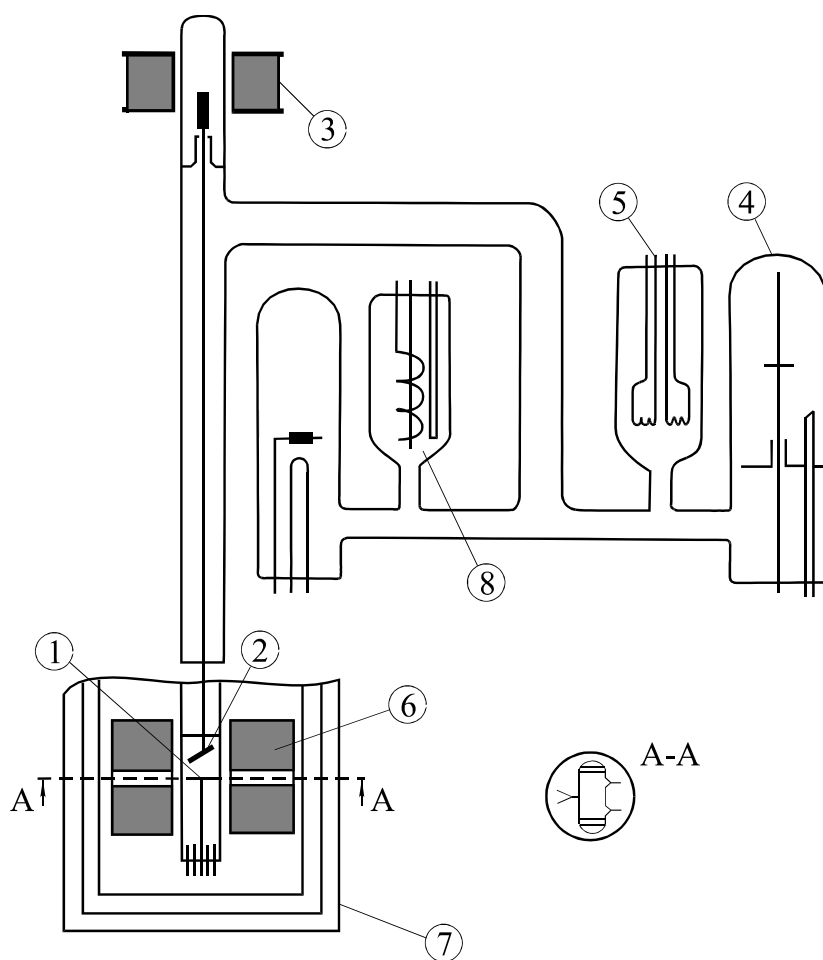
#### IV. Конструкція експериментальних вакуумних приладів

Перші експерименти, у яких вивчалися гальваномагнітні розмірні явища, були виконані у відпаяних ампулах з молібденового скла, які занурювалися в кріостат з рідким гелієм і містили експериментальний зразок. Надалі використовувалися два основних типи експериментальних вакуумних приладів. Один із них об'єднував методику ДПЕ і методику, засновану на

ССЕ і/або вимірі поперечного МО. Другий різновид приладу об'єднував методики, що базуються на ССЕ, поперечному МО і/або ОЗ. Схеми типових експериментальних вакуумних приладів показані на рис. 14 і рис. 15.



**Рис. 14.** Схематичне зображення експериментального надвисоковакуумного приладу, що поєднує метод статичного скін-ефекту і ДПЕ: 1 - скляний балон, 2 - гелієвий кріостат, 3 - датчики тиску, 4 - внутрішні засоби відкачки, 5,6 - джерела адсорбату, 7 - електронна гармата, 8 - сітки й екран системи ДПЕ, 9 - зразок, 10 - термопара. Переріз *A-A* показує форму і деталі монтажу зразка [129].



**Рис. 15.** Схематичне зображення експериментального надвисоковакуумного приладу для досліджень методами статичного скин-ефекту  $i$ /або ОЗ: 1 - зразок, 2 - швидкодіючий вакуумний затвор, 3 - котушка керування затвором, 4 - внутрішні засоби відкачки, 5 - джерела адсорбату, 6 - надпровідний магніт 7 - гелієвий кріостат, 8 - датчики тиску. Перетин  $A-A$  показує форму і деталі монтажу зразка [130].

## V. Електронно-діркові перекидання при розсіюванні носіїв струму на адсорбованих субмоношарових плівках

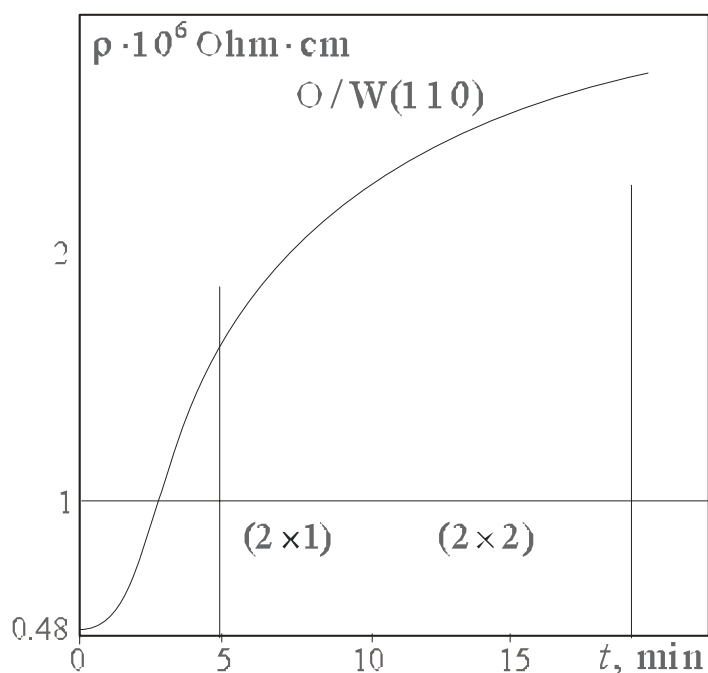
У цій главі розглядаються результати експериментальних досліджень впливу структури адсорбованих субмоношарових плівок різного хімічного складу на МО тонких пластин вольфраму, що знаходяться в умовах статичного скин-ефекту. У цих експериментах, виконаних авторами і їхніми колегами, було встановлено, що характер поверхневого розсіювання носіїв струму, головним чином, визначається симетрією адсорбованої субмоношарової плівки, що контролювалася *in situ* методом ДПЕ. Також було підтверджено, що в МО домінуючий внесок вносить поверхневе розсіювання, що супроводжується електронно-дірковими перекиданнями.

### 5.1. O/(110)W

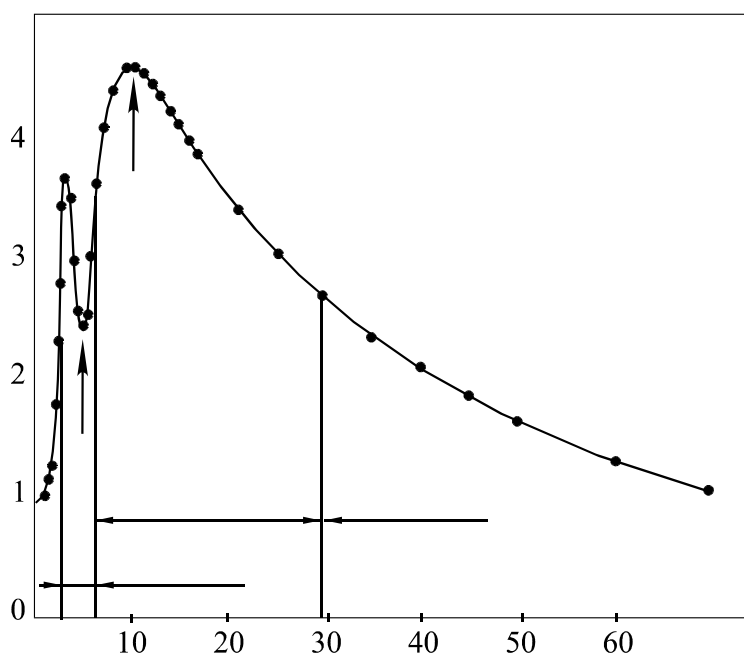
Напорошення кисню на поверхню W(110) при  $T_s = 4,2\text{K}$  не приводить до упорядкування адсорбату в субмоношаровому інтервалі концентрацій [131].

Залежність МО від часу експозиції в атмосфері кисню  $\rho(t)$  при  $T_s = 4,2\text{K}$ , що показана на рис. 16 є монотонною. Вона відбиває зростання дифузності поверхневого розсіювання при збільшенні концентрації неупорядкованого адсорбату. Аналіз показує, що відсутність зменшення МО при концентраціях близьких до моношару свідчить про недосяжність моношарового покриття при низьких  $T_s$  через зменшення швидкості конденсації кисню [131]. Відпал адсорбованих плівок викликає утворення упорядкованих структур адсорбату, що кардинально змінюють характер поверхневого розсіювання, і приводять до немонотонності залежності  $\rho(t)$  (рис. 16).

Подібну немонотонну залежність можна одержати і при напорошенні адсорбату на підігріту до  $T_s = 700\text{K}$  підкладку (рис. 17). Підвищена температура адсорбції кисню дозволяє, втому числі, досягнути концентрації  $\theta = 1$  [132-134]. Вимірювання кожної точки залежності  $\rho(t)$  проводилося слідом за напорошенням кисню на підігріту атомночисту поверхню після охолодження зразка до температури  $T_s = 4,2\text{K}$ .



**Рис. 16.** Зміна МО тонкої пластини W(110) під час експозиції в атмосфері  $O_2$ ; чорні кружки –  $T_s = 4,2K$ , світлі кружки –  $T_s = 400K$ ,  $H \perp n$ . Вертикальними лініями показані області існування упорядкованих структур адсорбату, зображених на вставках. [131].

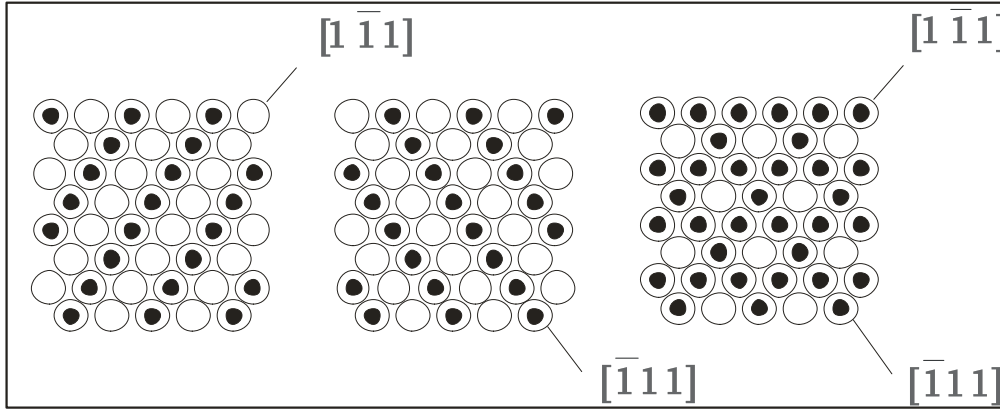


**Рис. 17.** Зміна МО тонкої пластини W(110) від часу експозиції в атмосфері  $O_2$ ;  $H \perp n$ ,  $T_s = 4,2K$ . Вертикальними лініями показані області існування упорядкованих структур адсорбату. Стрілки вказують максимуми розвитку цих структур [129].

Контроль симетрії адсорбованих шарів методом ДПЕ дозволяє зіставити  $\rho(t)$  шкали концентрації  $\theta$ . При кімнатній  $T_s$  у міру збільшення  $\theta$  адсорбований кисень утворює три упорядковані субмоношарові фази [135-138]. Ці двомірні решітки схематично показані на рис. 18. Фаза  $p(2 \times 1)$  існує в інтервалі покриттів  $0,02 < \theta < 0,5$ , досягаючи максимуму розвитку при  $\theta \approx 0,5$ . В міру заповнення вільних адцентрів при  $\theta > 0,5$  в адсорбованій плівці

відбувається фазовий перехід  $p(2 \times 1) \rightarrow p(2 \times 2)$ . На рис. 18 показаний елементарна гратка решітки  $p(2 \times 2)$ , що утворена вакансіями упорядкованої фази, яка існує при  $0,75 < \theta < 0,95$ . Максимальний розвиток фази досягається при  $\theta = 3/4$ . Структура  $p(1 \times 1)$ , що повторює структуру підкладки, утворюється при покритті близькому до моношару.

На рис. 17 видно, що мінімуму  $\rho(t)$  відповідає концентрація  $\theta = 1/2$ , максимуму - концентрація



**Рис. 18.** Схематичне зображення субмонослойних упорядкованих решіток, що виникають при адсорбції O на грані W(110): a і b - структура p(2x1) при  $\theta = 1/2$ , c - структура p(2x2) при  $\theta = 3/4$ .

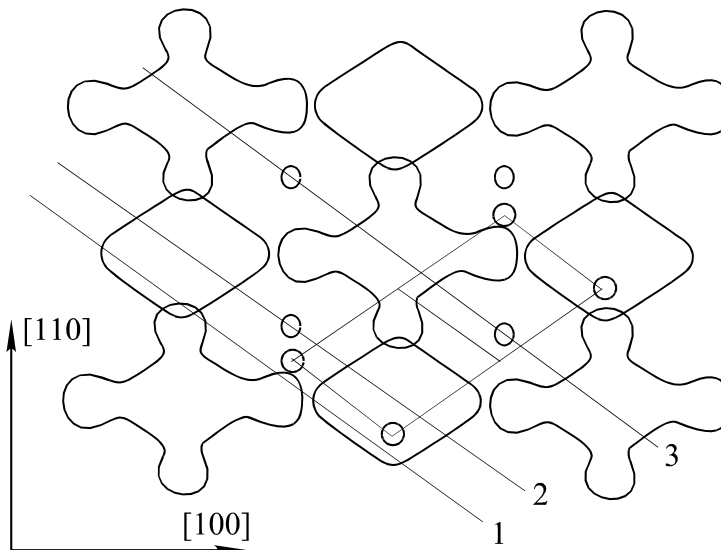
$\theta = 3/4$ . Заповнення моношару ( $\theta \rightarrow 1$ ) супроводжується падінням  $\Delta\rho = \rho - \rho_0$  ( $\rho_0$  - МО пластини з атомночистими поверхнями). Асиметрія залежності  $\rho(t)$  відбиває зменшення коефіцієнта конденсації кисню з ростом  $\theta$ , при температурі адсорбції [133]. Ці дані свідчать про домінуючий вплив симетрії поверхневого шару на характер розсіювання носіїв струму. У більшості експериментів максимальна зміна  $\Delta\rho$  - майже на порядок величини перевищувала  $\rho_0$ .

Якісний аналіз переходів носіїв, що відбуваються в результаті дифракції електронів провідності на поверхні кристала зручно проводити за допомогою накладання двомірної оберненої решітки адсорбованої фази на тінюву проекцію ПФ на задану площину. Ця процедура фактично повторює побудову Евальда, що використовується при аналізі картин ДПЕ. При цьому точки імпульсного простору, що характеризують стан носія до і після поверхневого розсіювання, повинні з'єднуватися

вектором, рівним довільній лінійній комбінації векторів трансляції оберненої поверхневої решітки, і знаходиться на ПФ (3,4).

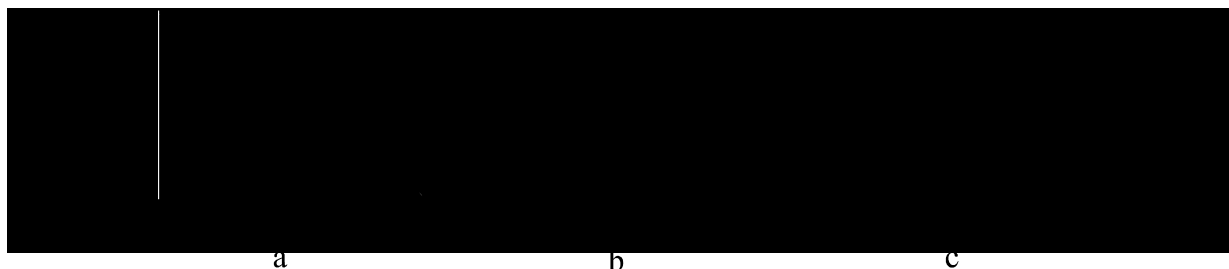
На рис. 19 показана тінюва проекція ПФ W на площину (110) [61], на яку накладені елементарні ґратки обернених решіток p(2x1) і p(2x2), що побудовані з довільної точки імпульсного простору a, яка належить до ПФ. Тоді при розсіюванні на решітці p(2x1) дозволені переходи носіїв у точки, позначені світлими кружками, серед котрих тільки точка a' задовольняє умові (3). Тому реалізуються тільки переходи типу  $a \rightarrow a'$ . Такі переходи є Паєрлсовськими [32], тобто такими, що переводять носій у фізично еквівалентний стан. Ці ж переходи характерні і для фази p(1x1), яка повторює структуру атомночистої поверхні при моношаровому ступені покриття адсорбату.

Тонкими лініями 1, 2, 3 на рис. 19 відзначені вузькі області імпульсного простору, для яких розсіювання носіїв на решітці p(2x1) призводить до



**Рис. 19.** Тінюва проекція ПФ W на площину (110) [75]. Показані можливі переходи носіїв при поверхневу розсіюванні: світлими кружками для структури p(2x1), чорними - для p(2x2). Тонкими лініями 1,2,3 позначені вузькі області імпульсного простору, між якими відбуваються електронно-діркові перекидання при існуванні фази p(2x1) [129].





**Рис. 20.** Розвиток ноніусної системи ДПЕ рефлексів для О, адсорбованого на W(110): *a* - поверхня покрита впорядкованою монослойною плівкою, *b* і *c* - адсорбат прогрітий до  $T \geq 800\text{K}$ : Спостерігаються дві орієнтації доменів [129].

переходів у нееквівалентні точки ПФ. Зокрема, уздовж ліній 1 і 3 можливі електронно-діркові перекидання між електронним валетом і дірковими октаедрами чи еліпсоїдами. Уздовж лінії 2 можливо перемішування дірок між еліпсоїдами і октаедрами. Оскільки області 1, 2, 3 займають лише малу частину імпульсного простору, розсіювання на решітці  $p(2 \times 1)$ , в основному, призводить до переходів носіїв в еквівалентні точки ПФ, тобто *переважає дзеркальне розсіювання*.

Чорними кружками на рис. 19 показаний елементарна гратка оберненої решітки фази  $p(2 \times 2)$ . Розсіювання на цій решітці призводить до інтенсивних електронно-діркових перекидань між дірковим октаедром і електронним валетом (переходи типу  $a \rightarrow a''$ ). Проте, при розсіюванні на решітці  $p(2 \times 2)$  можливі і переходи в еквівалентні стани  $a \rightarrow a'$ . Отже, розсіювання на решітці  $p(2 \times 2)$  є *двохканальним*.

Аналіз дозволяє дати таку інтепретацію залежності  $\rho(t)$  (рис. 17). Зростання МО до першого максимуму в області покриттів  $\theta < 1/2$  викликано збільшенням поверхневого розсіювання в міру зростання концентрації неупорядкованого адсорбату. З носіями відбуваються ізотропні, некогерентні відбивання з усіма можливими типами переходів, включаючи електронно-діркові перекидання. В міру розвитку фази  $p(2 \times 1)$  частка дзеркально відбитих електронів зростає, що зрештою призводить до зменшення МО аж до мінімального значення при максимальному упорядкуванні. Відмінність значення МО в мінімумі від значення МО для атомночистої поверхні  $\rho_0$ , пов'язана з як із неоднорідністю адсорбованої плівки, її доменною структурою (рис. 18), так і з існуванням електронно-діркових перекидань і внутрішньогрупового перемішування носіїв (лінії 1-3 на рис. 19).

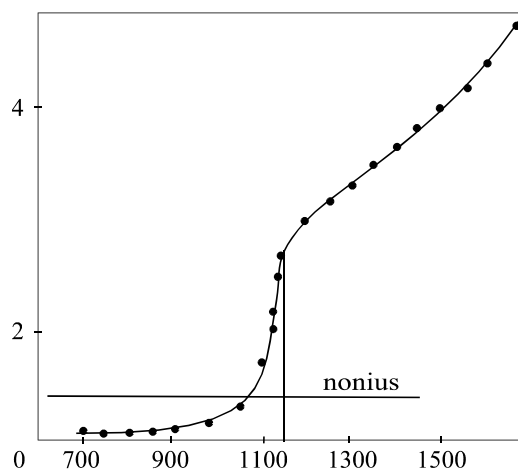
Формування фази  $p(2 \times 2)$ , яке супроводжується виникненням *двохканального* поверхневого розсіювання, призводить до зростання МО аж до максимального значення при максимальному розвитку фази.

Утворення впорядкованого моношару, фази  $p(1 \times 1)$ , знову зменшує МО за рахунок поступового переходу до *одноканального* дзеркального поверхневого розсіювання носіїв струму. Цей процес супроводжується зменшенням  $\rho$  аж до значення  $\rho_0$ , характерного для пластини з атомночистою

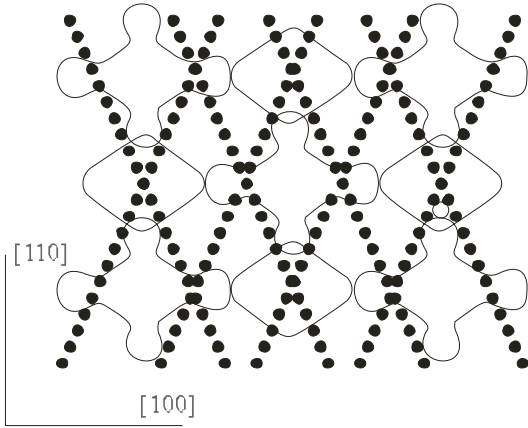
поверхнею.

Особливістю системи  $O/(110)W$  є процес реконструкції поверхні підкладки, що відбуває при температурі вище 800K. В результаті, поверхнева двомірна решітка кисню стає ноніусною відносно решітки вольфраму [135,138,139]. Відповідні зміни дифракційної картини після прогріву плівки кисню, напорошеної до насичення (моношару), показані на рис. 20. Електроннограми *a* відповідає поверхня, покрита моношаром атомів кисню. Її симетрія не відрізняється від симетрії атомночистої поверхні. Поступовий відпал адплівки до 800 - 1000 K не призводить до зміни виду вихідної електроннограми, але супроводжується поступовим ростом МО підкладки. (рис. 21). Це свідчить про високу чутливість МО до невеликих змін симетрії поверхні.

Починаючи з  $T_s \approx 1100\text{K}$  і вище на електроннограмах з'являються (рис. 20b,c) системи дифракційних плям, орієнтованих у напрямку  $\langle 13 \rangle$ , що відповідають ноніусній структурі. Розсіювання на такій поверхні супроводжується складною системою переходів носіїв, що ілюструє рис. 22. Накладення оберненої решітки ноніусної структури на проекцію ПФ показує, що поверхневе розсіювання призводить як до внутрішньогрупового перемішування носіїв, так і до електронно-діркових перекидань. Цей процес супроводжується різким збільшенням МО пластини,



**Рис. 21.** Зміна МО пластини W(110), покритої упорядкованим монослоєм О, при високотемпературному відпалі,  $H \perp n$ . Вертикальна лінія розділяє область існування фази  $p(2 \times 1)$  і ноніусної фази [129].



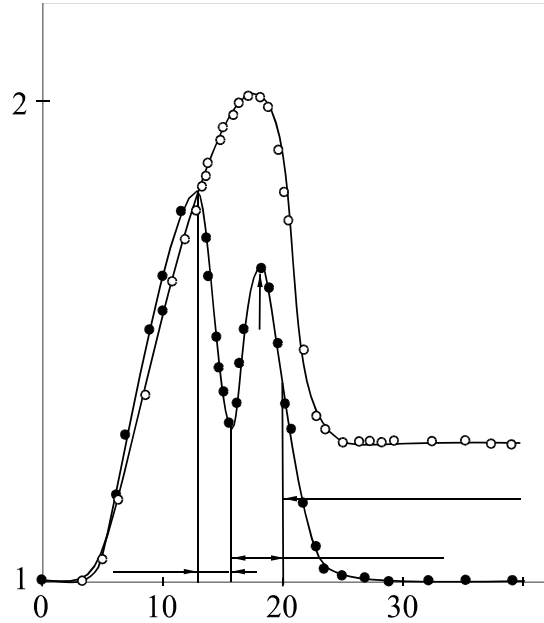
**Рис. 22.** Обернена решітка ноніусної фази адсорбованого О, накладена на тіньову поверхню ПФ W на грань (110) [129].

що визначається зміною симетрії адсорбованої плівки (рис. 21).

### 5.2. Н/(110)W

Водень, адсорбований на поверхні W(110) при  $T_s = 4,2\text{K}$ , по мірі зростання  $\theta$  і відпалі адплівки до  $T_s = 200\text{K}$  утворює таку ж послідовність упорядкованих фаз, як і адсорбований кисень. Це дає можливість провести порівняння впливу на поверхневе розсіювання носіїв струму адплівок однакової симетрії, але різної хімічної природи.

На рис. 23 показана зміна МО пластини W(110) під час експозиції в атмосфері  $\text{H}_2$  при  $T_s = 4,2\text{K}$ . Вона має дзвоноподібний вид з наступним виходом у насичення і послідовно відбиває процеси наростання дифузності поверхневого розсіювання носіїв струму при збільшенні концентрації неупорядкованого адсорбату і формування достатньо упорядкованої фази  $p(1 \times 1)$ , що повторює симетрію підкладки навіть при  $T_s = 4,2\text{K}$ . На цьому ж рисунку показана і залежність  $\rho(t)$ , виміряна після відпалу адплівок до  $T_s = 200\text{K}$  і області існування двовірних упорядкованих решіток адсорбату. Як і при адсорбції

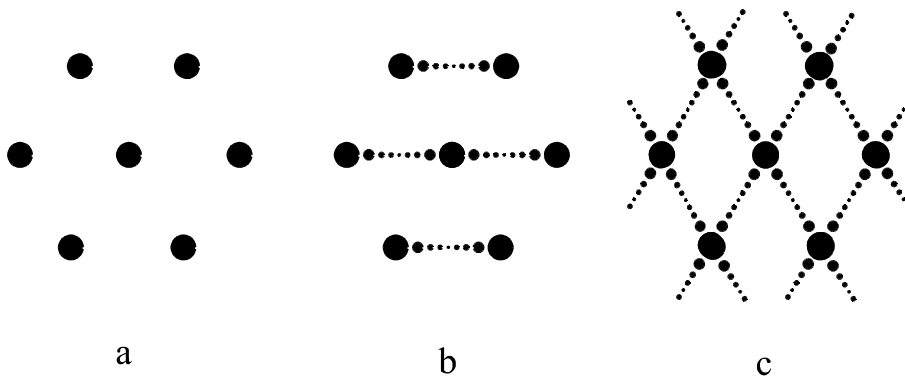


**Рис. 23.** Зміна МО тонкої пластини W(110) від часу експозиції в атмосфері  $\text{H}_2$ : чорні кружки -  $T_s = 4,2\text{K}$ , світлі кружки - відпал до  $T_s = 200\text{K}$ ,  $\text{H} \perp \text{п}$ . Вертикальними лініями показані області існування впорядкованих структур адсорбату [129].

кисню, після відпалу формуються фази  $p(2 \times 1)$ ,  $p(2 \times 2)$  і  $p(1 \times 1)$  із максимальним упорядкуванням при  $\theta = 1/2, 3/4$  і 1 [140]. Залежності  $\rho(t)$ , отримані після відпалу адплівок Н (рис. 23) і О (рис. 16) також подібні. Їхня інтерпретація аналогічна (див. рис. 19 і пояснення до нього в тексті).

Дзеркальне відображення залежності  $\rho(t)$  для відпалених водневих плівок можна одержати за рахунок десорбції і впорядкування адсорбату при зростаючому прогріві адсорбованої при  $T_s = 4,2\text{K}$  моношарової водневої плівки (рис. 34). Вимірювання МО проводилися при  $T_s = 4,2\text{K}$  між відпалами, які викликали упорядкування і випаровування адсорбату.

Порівняння експериментального дослідження адсорбційних систем О/W(110) і Н/W(110) дозволяє зробити висновок, що домінуючим чинником, що



**Рис. 24.** Схематичне зображення картин ДПЕ, що спостерігалися при адсорбції Ag на поверхні W(110) при зростанні покриття адсорбату: a -  $\theta = 0$ , b -  $0 < \theta < 1$ , c -  $\theta = 1$  [143].

впливає на поверхневе розсіювання, є симетрія адсорбованих плівок. Різна амплітуда ефекту для цих елементів, адсорбованих на одній і тій же підкладці (рис. 23,16) відбиває різницю перетинів розсіювання носіїв струму на різних адатомах.

### 5.3. Ag/(110)W

Адсорбційні дослідження системи Ag/W(110) [141,142] показали, що формування двомірних решіток адсорбату відбувається в два етапи. Спочатку, при малих  $\theta$  ростуть упорядковані острівці Ag, решітка яких є ноніусною відносно решітки підкладки, а відповідні їм ланцюжки дифракційних плям орієнтовані в напрямку  $\langle 01 \rangle$  у площині поверхні. При  $\theta \rightarrow 1$  виникає ноніусна система дифракційних плям, орієнтованих у напрямку  $\langle 11 \rangle$ . У проміжній області концентрацій  $0 < \theta < 1$  співіснують решітки як однієї, так і іншої фази, причому в цій області концентрацій відбувається поворот решітки адсорбованої плівки відносно осей кристала-підкладки [142]. Рис. 24 ілюструє зміну картин ДПЕ в міру збільшення концентрації адсорбованого Ag на поверхні W(110).

Перший тип переходів носіїв між точками, позначеними світлими кружками (рис. 24b) супроводжується як внутрішньогруповим перемішуванням носіїв, так і електронно-дірковими перекиданнями. При другому типі переходів (чорні кружки рис. 24c) ланцюжки вузлів проходять через електронні або діркові листи ПФ. У цьому випадку поверхневе розсіювання призводить, в основному, до внутрішньогрупового перемішування носіїв.

Залежності зміни МО пластини W(110) від часу напорошення Ag показана на рис. 25. При  $T_s = 4,2\text{K}$  плівка адсорбату розупорядкована у всій субмоношаровій області  $\theta$ . На залежності, вимірній після відпаду при  $T_s = 500\text{K}$  вертикальними лініями вказані області існування ноніусних структур адсорбату (рис. 24), які контролюються *in situ*. Розвиток першої ноніусної структури викликає наростання електронно-діркових перекидань і збільшує МО до максимального значення. При подальшому збільшенні покриття Ag фаза b поступово переходить у фазу c і величина МО плавно зменшується до постійного значення. Відпал напорошеної при  $T_s = 4,2\text{K}$  моношарової плівки при поступовому підвищенні температури дозволяє одержати в оберненому порядку всю послідовність електронограм і зміни МО.

Як і в інших випадках для даної системи симетрія адсорбованої плівки є визначальною для характеру поверхневого розсіювання носіїв. Проте, специфіка Ag як адсорбату, виявляється не тільки в величині зміни МО, але й в особливостях будови самого адсорбованого шару.

### 5.4. D/W(100)

Атомночиста поверхня W(100) при  $T_s$  вище кімнатної має симетрію  $(1 \times 1)$  [144,145]. При

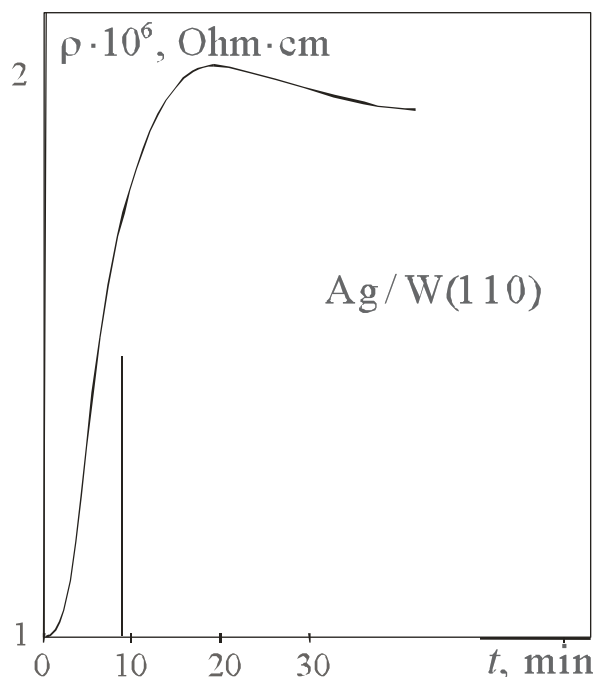
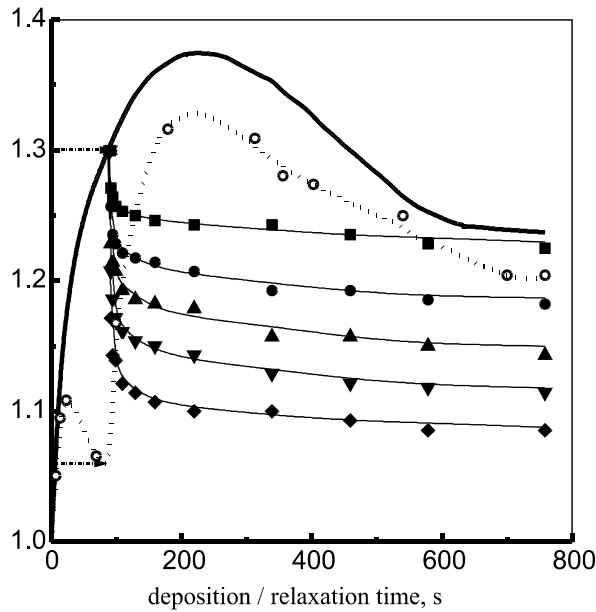


Рис. 25. Зміна МО тонкої пластини W(110) від часу експозиції по пучком Ag: чорні кружки –  $T_s = 4,2\text{K}$ , світлі кружки – відпал до  $T_s = 500\text{K}$ ,  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ . Вертикальними лініями показані області існування ноніусних структур адсорбату [129].

зниженні  $T_s$  поверхня реконструюється і утворює поверхневу решітку  $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$  [146]. Напорошення моношарового покриття водню чи дейтерію на реконструйовану поверхню W(100) призводить до утворення фази  $(1 \times 1)\text{-H}$ , що відновлює симетрію високотемпературної фази поверхні.

Як і при адсорбції H і D на інших поверхнях W і Mo, напорошення D на охолоджену до  $T_s = 4,2\text{K}$  атомночисту поверхню пластини W(100) викликає дзвіноподібну зміну МО з наступним виходом у насичення при моношаровому покритті (рис. 39, верхня суцільна крива). Ця залежність відбиває зміну характеру поверхневого відбивання носіїв струму в результаті стохастичної дисоціативної адсорбції дейтерію, що призводить до зміни симетрії поверхні з  $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$  на  $(1 \times 1)\text{-D}$ . Різниця симетрії атомночистої і покритої моношаром адсорбату поверхні є особливістю низькотемпературної адсорбції D на поверхні W(100). Крім того, моношарове покриття адсорбату має у два рази більше атомів ніж поверхня підкладки [144]. У результаті, прогрів моношарової плівки до  $T_s = 300\text{K}$  не відновлює симетрію атомночистої поверхні і викликає лише незначну зміну висоти плато МО на рис. 26.

Напорошення  $D_2$  на підігріту до температури  $T_s \geq 150\text{K}$  поверхню W(100) призводить до зміни виду залежності  $\rho/\rho_0 = F(t)$ . Аналогічний вигляд має і залежність, отримана при ізотермічному відпалі субмоношарових плівок D різноманітних



**Рис. 26.** Зміна відносного МО пластини W(100) при експозиції в атмосфері дейтерію ( $2 \times 10^{-6}$  Торр) і відпалі напорошеної плівки при різних температурах. Верхня (суцільна) і пунктирна криві: дейтерій адсорбований при 4,2К і 300К. Суцільні лінії з експериментальними точками: релаксація МО при початковому МО, рівному  $\rho_s$ , і різних  $T_s$ : 140К, 158К, 174К, 190К, 203К;  $\rho_f$  - мінімальне значення МО, що досягається при розвитку фази  $c(2 \times 2)$ -D,  $\rho_0$  - МО підкладки з атомночистою поверхнею [147].

концентрацій при  $T_s \geq 150$  К. Основною особливістю залежності, отриманої при відпалі при  $T_s = 300$  К (пунктир на рис. 39), є мінімум МО в області малих концентрацій адсорбату. Гранична величина падіння МО в мінімумі досягається при  $T_s \geq 300$  К. Ця особливість відбиває процес утворення фази  $c(2 \times 2)$ -D, що є єдиною упорядкованою фазою при малих покриттях [145].

Зміни МО при підвищеній температурі адсорбції безпосередньо пов'язані зі зміною характеру поверхневого розсіювання. На початковому етапі адсорбції D вихідну решітку ( $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ )R45° атомночистій поверхні спотворюється в результаті стохастичного заповнення адсорбційних центрів. Викликане цим зростання дифузності розсіювання викликає збільшення МО. Наступне формування фази  $c(2 \times 2)$ -D відновлює симетрію атомночистої поверхні, збільшує дзеркальність поверхневого розсіювання і зменшує МО. Подальше зростання МО пов'язано зі збільшенням концентрації адсорбату на поверхні і відсутністю субмоношарових фаз, що збільшують дзеркальність поверхневого розсіювання носіїв струму.

Відзначимо, що в цих дослідженнях вимір релаксації МО було використано для визначення енергії активації впорядкування адсорбованої плівки. Релаксаційні залежності МО, отримані при ізотермічному відпалі цілком розупорядкованої плівки з оптимальною концентрацією для утворення фази  $c(2 \times 2)$ -D, відбивають процес утворення цієї фази при різних  $T_s$  (рис. 26).

## VI. Кратні ОЗ у пластинах W(100)

Наступна серія експериментальних результатів [57] стосується осциляцій МО. Експериментально можна створити умови коли дві поверхні платини розсіюють носії однаково чи різним чином. Ми розглянемо обидві ситуації.

З теорії кратних ОЗ [57] витікає, що при однаковому характері розсіювання на обох поверхнях пластини справедливі співвідношення:

$$\frac{G_2}{G_1} = \sqrt{2} p e^{-d/l}. \quad (14)$$

$$p' = \frac{p'' G_1'' G_2'}{G_1' G_2''}. \quad (15)$$

$$\frac{G_1''}{G_1'} = \left( \frac{\rho''_{\text{mon}}}{\rho'_{\text{mon}}} \cdot \frac{1-p'}{1-p} \right)^2. \quad (16)$$

де  $G_1$  і  $G_2$  – перша і друга гармоніки ОЗ,  $\rho_{\text{mon}}$  – монотонна складова поперечного МО, на фоні якого спостерігаються ОЗ. Штриховані величини відповідають випадку атомночистих поверхонь, а двічі штриховані – поверхням насиченим домішками.

При порівнянні експерименту з теорією може використовуватися співвідношення між амплітудами перших двох Фур'є-гармоник, для яких відношення сигналу до шуму істотно вище, ніж для наступних гармонік. Формули (14 - 16) дозволяють

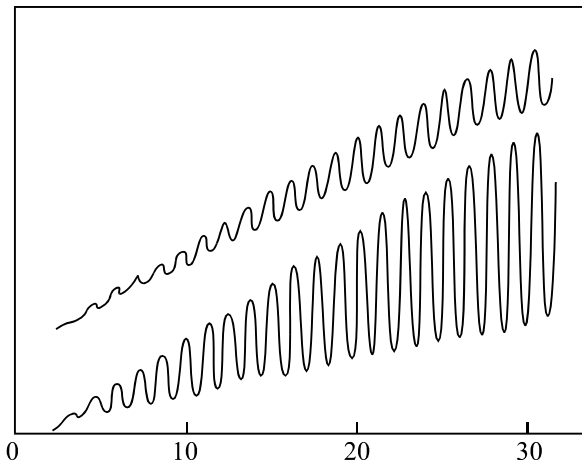
виразити необхідні величини через характеристики, що спостерігаються в експерименті:

$$p'' = \frac{1 - (\rho'_{\text{mon}} / \rho''_{\text{mon}})(G_1'' / G_1')^{1/2}}{1 - (\rho'_{\text{mon}} / \rho''_{\text{mon}})(G_1'' / G_1')^{3/2}(G_2' / G_2'')}, \quad (17)$$

$$l_* = d / \ln(\sqrt{2} p G_1 / G_2), \quad p' = p'' G_1'' G_2' / G_1' G_2''.$$

Оскільки амплітуда ОЗ мала в порівнянні із зміною МО, зручніше аналізувати похідну  $d\rho_{xx}/dH$ . На рис. 27 показаний запис ОЗ для зразка WII (дивись таблицю 2).

Рис. 27 показує, що амплітуда ОЗ для зразка з покритими домішками поверхнями більше, ніж для зразка з атомночистими. Це обумовлено значним зменшенням коефіцієнта дзеркальності  $p$  при адсорбції домішок на поверхні зразка. Після очищення поверхні зменшення амплітуди супроводжується зміною форми осциляцій. Це викликано виникненням кратних гармонік ОЗ.

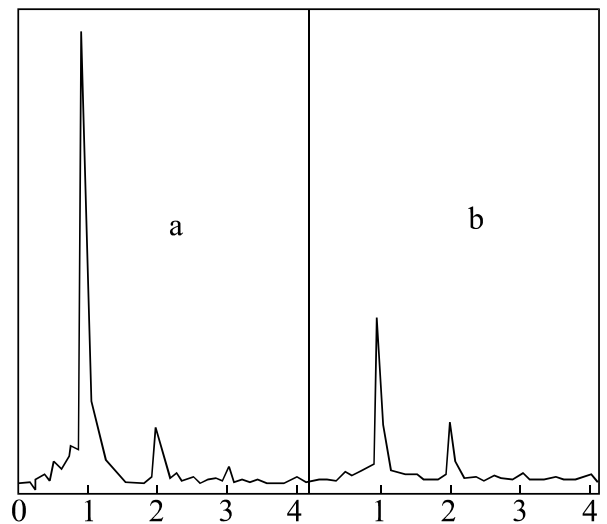


**Рис. 27.** Залежність першої похідної МО пластини W(100) від напруженості поля  $H \parallel n \parallel [100]$ ,  $T_s = 4,2\text{K}$ , коли її поверхні атомночисті і покриті домішками [57].

Результати Фур'є-аналізу  $d\rho_{xx}/dH$  залежностей для пластини показані на рис. 28. Видно, що із зменшенням концентрації адсорбованих атомів домішок амплітуди кратних гармонік зростають відносно амплітуди першої гармоніки  $G_1$ . Цю тенденцію ілюструють результати Фур'є-аналізу, наведені в таблиці 2.

Записи другої похідної МО по магнітному полю  $d^2\rho/d^2H$  при заповненні адсорбованими домішками як двох, так і тільки однієї поверхні пластини показані на рис. 29. Результати Фур'є-аналізу цих кривих показані на рис. 30.

Припущення, що використовувалося при аналізі ОЗ про незалежність коефіцієнта  $p$  від кута падіння носіїв на поверхню  $\theta$  не є обов'язковим. Всі міркування і результати, що стосуються осцилюючої частини МО, справедливі, якщо  $p$  є функцією, що повільно змінюється з  $\theta$ . У свою чергу,  $\theta$  залежить



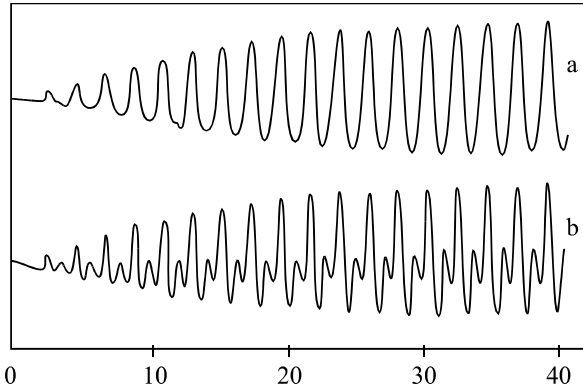
**Рис. 28.** Фур'є-спектр кривих ОЗ (Рис. 53):  $a$  – поверхні пластини забруднені,  $b$  – поверхні атомночисті,  $G$  – амплітуда,  $s$  – номер гармоніки [57].

**Таблиця 2.**

Результати Досліджень Поперечного МО і ОЗ у Пластинах W(100) [57].

Зразок	$T, \text{K}$	$d, \text{мм}$	$\rho_{300} / \rho_{4,2} \cdot 10^{-5}$	$\rho_{\text{mon}} / \rho''_{\text{mon}}$	$G_1' / G_1''$	$G_1' / G_2'$	$G_1'' / G_2''$	$G_1' / G_3'$	$G_1'' / G_3''$	$G_1' / G_4'$	$G_1'' / G_4''$	$p'$	$p''$	$l, \text{мм}$
WI	4,2	0,095	0,95	1,1	0,24	3,4	6,09	15,7	38,5	-	-	0,75	0,39	0,73
WII	4,2	0,161	1,03	1,3	0,34	2,62	7,0	10,5	18,1	22,2	37,9	0,65	0,24	0,18
WIII	2,1	0,161		1,6	0,35	3,57	9,43	17,6	37,3			0,73	0,28	0,12
	5	0,161		1,6	0,37	3,48	8,68			-		0,74	0,30	0,12
	4,2													





**Рис. 29.** Записи ОЗ для пластины W(100) при різному стані поверхонь: (а) до очищення поверхонь, насичених адсорбованими домішками, (b) після очищення;  $T_s = 4,2\text{К}$ ,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [100]$  [148].

від  $p_z$  і топології ПФ. Точніше кажучи, інтервал значень, у якому змінюється  $p$ , повинний бути ширше  $\delta p_z$  у виразі для відносного числа ефективних для ОЗ носіїв:  $\delta p_z/p_F \leq (v_F/d\Omega)^{1/2}$ . Це умова того, що всі носії ефективного перетину ПФ однаково чиним розсіюються на поверхні. З урахуванням цього зауваження під  $p$  слід розуміти  $p(\theta_*)$ , яке дорівнює коефіцієнту дзеркального відбивання від поверхні металу носіїв певної ефективної групи. Дані про топологію ПФ W (рис. 31) і експериментально визначені періоди ОЗ дозволяють локалізувати групу ефективних носіїв на ПФ. Так, відповідно до формули (15) була знайдена величина

$$\frac{1}{2\pi\hbar} \left| \frac{\partial \mathcal{S}_*}{\partial p_z} \right| = 0.492 \text{Å}^{-1},$$

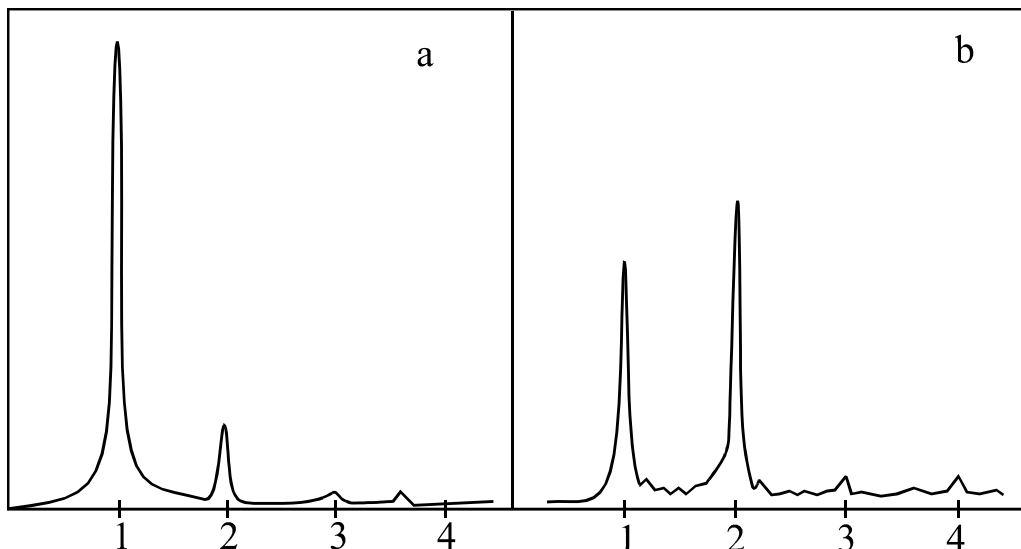
на основі якої був зроблений висновок, що основний вклад в ОЗ вносять носії перерізу  $A$  діркового октаедра ПФ W. Це значення узгоджується з даними експеримента з дослідження радіочастотного розмірного ефекту у вольфрамі [117]. Це також дозволяє оцінити кут падіння носіїв на поверхню

металу. Відповідно до формули  $\theta_* = \arctg(v_z/v_{\perp})$  для перерізу  $A$  ПФ  $\theta_* \sim 35^\circ$ .

Проведені експерименти і зіставлення їх із теорією [57] переконливо свідчать, що розсіювання на поверхні W(100) виділених ефектом Зондгеймера груп носіїв відбувається з великим ступенем дзеркальності. У результаті осадження плівки залишкових газів коефіцієнт дзеркальності атомно-чистої поверхні змінюється межах від  $p \approx 0,3$  до  $p \approx 0,7$ . Відзначимо, що навіть при покритті насичення домішків коефіцієнт дзеркальності має величину  $p \approx 0,3$ .

Незважаючи на використання в експерименті дуже чистих зразків W, розрахункові значення довжини вільного пробігу  $l_*$  несподівано малі ( $l_* \sim 150$  мкм). Можливо, що довжина  $l_*$  характеризує лише вузький пояс носіїв перерізу ПФ поблизу  $p_z^*$ . Тому вона визначається часом релаксації відходу носіїв, а не транспортним, як середня довжина пробігу  $l$  у монотонній частині зміни МО. Якщо носії розсіюються під малими кутами, то величина  $l_*$ , може бути істотно менше, ніж транспортна довжина вільного пробігу. На користь малої довжини  $l_*$  резонансних носіїв говорять і дані дослідження Доплер-зсунутого циклотронного резонансу ультразвука в W і Mo [149].

З теорії кратних ОЗ [57] також витікає, що, якщо одна поверхня пластины розсіює носії дзеркально, а інша дифузно, то кратні гармоніки проявляються яскравіше. В граничному випадку, абсолютної дзеркальності однієї поверхні і абсолютної дифузності іншої відбувається подвоєння періода ОЗ через ефективне подвоєння товщини пластины. Для цього граничного випадку формули 7,2-7,4 зберігають свій вигляд за винятком того, що товщина пластины  $d$  подвоюється. Проте, в загальному випадку довільних  $p'$  і  $p''$  належить застосовувати вирази, наведені в [57]. Для ілюстрації ефекта



**Рис. 30.** Результати Фур'є-аналізу кривих, показаних на Рис. 62.  $G$  - амплітуда,  $s$  - номер гармоніки [148].



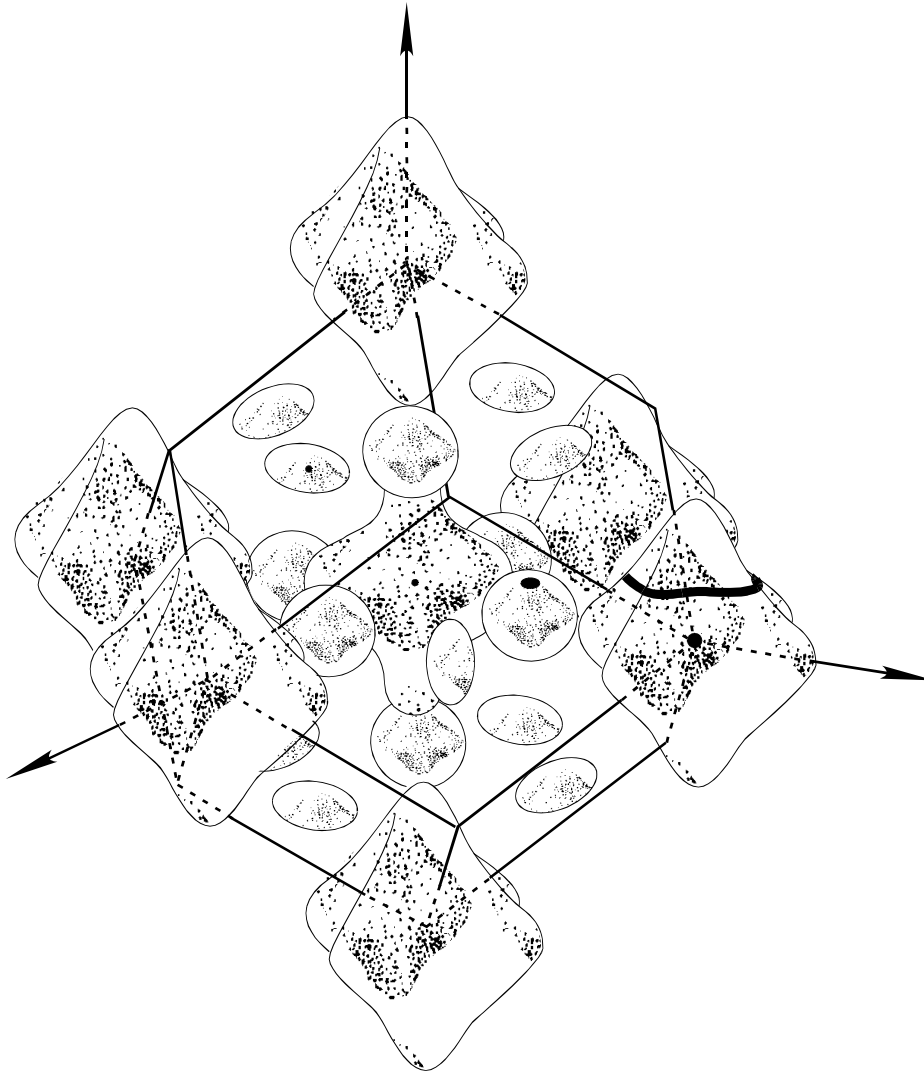


Рис. 31. Модель ПФ W [62].

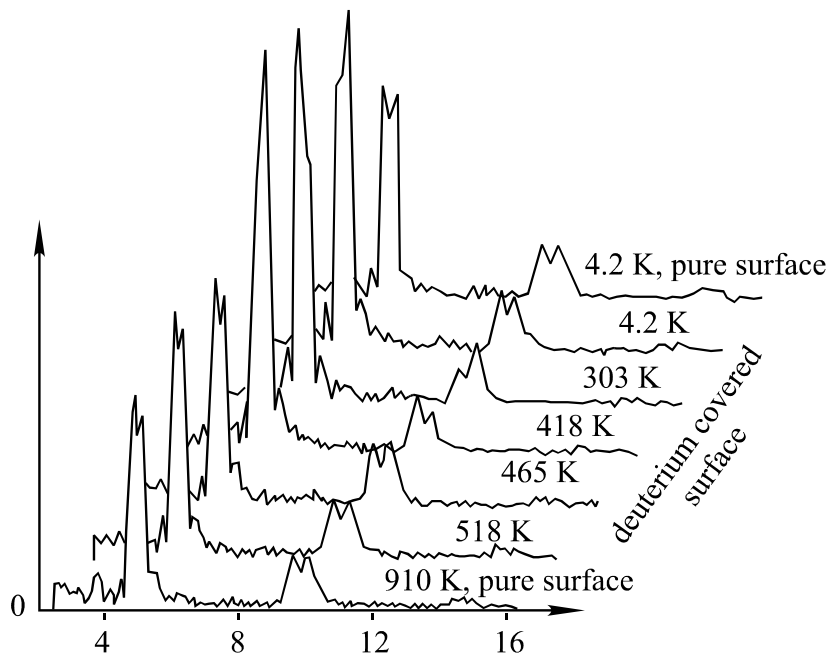


Рис. 32. Фурье-спектри ОЗ для атомночистої і покритої напоршеними при  $T_s = 4,2\text{K}$  до насичення плівками D, відпаленими при різних  $T_s$  [63].

подвоєння періода на рис. 29 наведені записи ОЗ для випадку, коли одна поверхня пластини W(110) є атомночистою, а інша – покрита неупорядкованою адсорбованою плівкою (нижня крива рис. 29). Там же для порівняння наведений запис ОЗ для тієї ж пластини з обома атомночистими поверхнями.

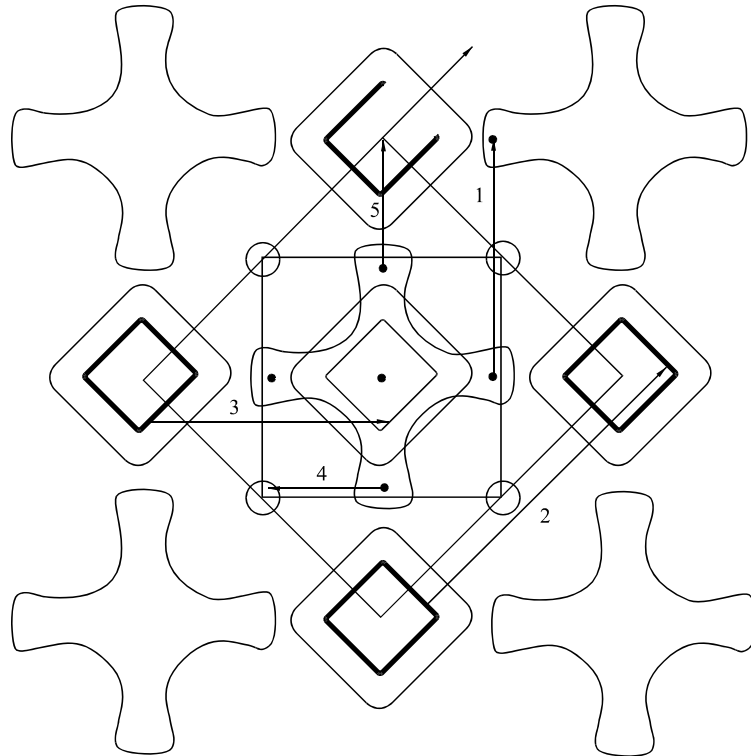
В роботі [63] автори вперше використали ОЗ для експериментального дослідження розсіювання виділених груп носіїв на упорядкованій субмоношаровій плівці. Впорядкована плівка формувалася лише на одній поверхні пластини, а інша поверхня залишалася атомночистою. Експеримент проводився в умовах молекулярного пучка, коли напрямлений потік речовини викликає адсорбцію лише на одній поверхні пластини. Класичний об'єкт цих досліджень - атомно-чиста поверхня W(100) має специфічні властивості: при зниженні температури нижче кімнатної її симетрія змінюється з  $p(1 \times 1)$  на  $z(2 \times 2)$  [146]. Аналогічна перебудова спостерігається і при кімнатній температурі в результаті адсорбції кількох десятків моношару водню і його ізотопів, зокрема дейтерію [144,145].

Фур'є-аналіз ОЗ, виміряних при різних покриттях D, включаючи атомночисту поверхню, показує, що основний внесок в осциляції дають дві групи носіїв, гармоніки яких позначені на рис. 32 як  $\alpha$  і  $\beta$ . Порівняння періодів гармонік із даними, отриманими за допомогою радіочастотного розмірного ефекту [150], показує, що гармоніка  $\alpha$  пов'язана з внеском електронів опорних точок F сфероїдів електронного валета, а гармоніка  $\beta$  - дірок перерізів A діркового октаедра ПФ W (рис. 31). Ці

групи носіїв характеризуються значеннями кривизни ПФ рівними відповідно  $0,53\text{Å}^{-1}$  і  $0,49\text{Å}^{-1}$ . Кратні гармоніки  $2\alpha$  і  $2\beta$  (рис. 32) також обумовлені внеском в ОЗ цих двох груп носіїв.

Відношення амплітуд кратних гармонік (22) визначає коефіцієнти дзеркальності розсіювання ефективних груп носіїв на атомночистій поверхні:  $p_\alpha = 0,6$  для електронів опорних точок F і  $p_\beta = 0,22$  для дірок перерізів A октаедра ПФ. Аналіз переходів носіїв при розсіюванні на атомночистій реконструйованій поверхні W(100) ( $T_s = 4,2\text{K}$ ) на основі законів збереження (3) і (4) показує (рис. 33), що для електронів поблизу точок F можливі тільки переходи у фізично еквівалентні точки ПФ (переходи 1). Для дірок пасків перерізів A можливі не тільки дзеркальні переходи (переходи 2), але і процеси перекидання - переходи на електронний валет (переходи 3), у тому числі і вертикальні, без зміни тангенціальної компоненти квазіімпульса. Відзначимо, що існування вертикальних електронно-діркових перекидань є характерною рисою поверхні (100)W на відміну, наприклад, від поверхні (110)W. Ці процеси обумовлюють ефективну дифузність розсіюванні носіїв навіть на атомночистій поверхні (100)W. Носіїв біля опорних точок F ПФ у цьому сенсі є винятком.

На рис. 34 (середня крива) показана зміна поперечного МО пластини W(100) під час експозиції в атмосфері D<sub>2</sub> ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$  і  $T_s = 4,2\text{K}$ ). Як і при адсорбції на поверхнях (110) W і Mo у режимі статичного скин-ефекту, ця залежність відбиває зміну усередненого по всіх групах носіїв коефіцієнта  $p$  із збільшенням покриття неупорядкованого адсорбата.

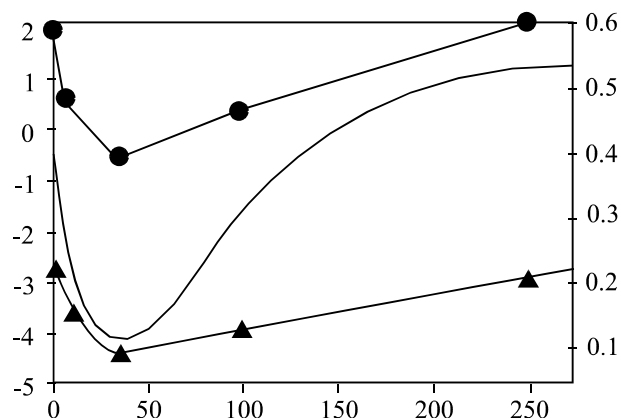


**Рис. 33.** Тіньова проекція ПФ W на грань (100). НННН і NNNN - обернені елементарні ґратки нереконструйованої і реконструйованої поверхонь W(110), Найменший квадрат, центрований у  $\Gamma$  - елементарна ґратка структури (4x4) [63].

Негативний знак зміни пов'язаний з анизотропією МО при повороті напрямку  $\mathbf{H}$  (див. рис. 12).

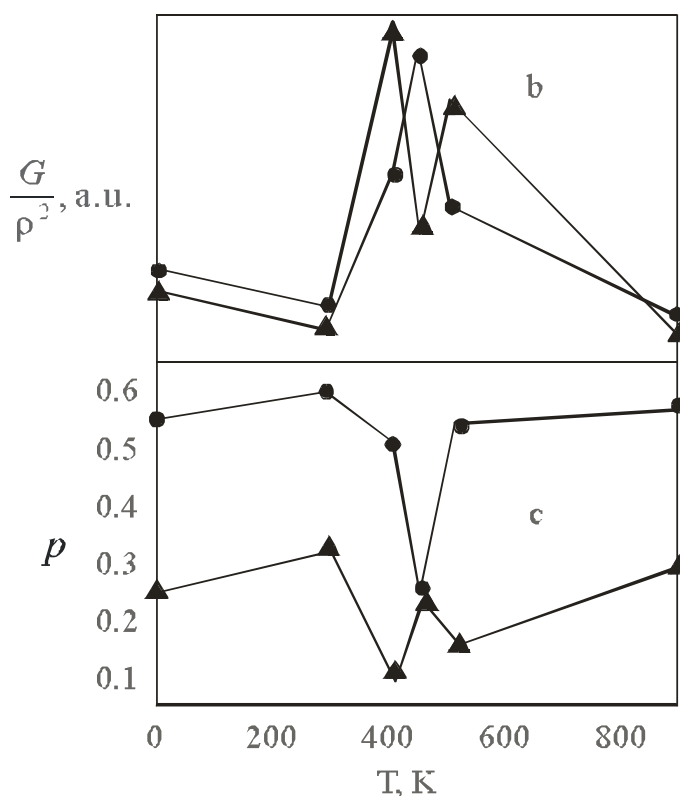
Утворення упорядкованих фаз кардинально змінює характер поверхневого розсіювання. Про це свідчить зміна поперечного МО після відпалу напорошеної до насичення ( $T_s = 4,2\text{K}$ ) плівки адсорбата при зростаючій температурі (рис. 35), яка приводить до зміни концентрації й впорядкуванню адсорбата [145,146].

Трансформацію Фурьє-спектрів ОЗ після відпалу напорошеної до насичення адсорбованої плівки D при різних температурах показана на рис. 32. Звертаємо увагу на незначні розходження в амплітудах гармонік  $\alpha$  і  $\beta$  для трьох станів поверхні: до відпалу (атомночиста поверхня), після відпалу при 300K (покриття, близьке до моношару) і після відпалу при 900K (атомночиста поверхня). Очевидно, що адсорбція й відпал плівки D при великих покриттях слабо позначається на характері поверхневого розсіювання. Відновлення симетрії нереконструированої грані (100)W, що може

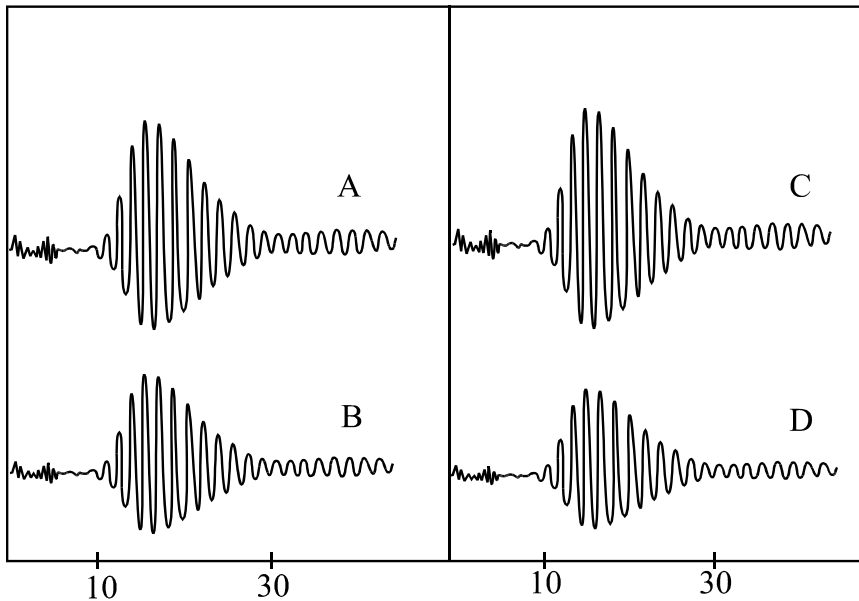


**Рис. 34.** Зміна відносного МО пластини W(100) - суцільна лінія, і обчислені по ОЗ коефіцієнти дзеркальності для  $\alpha$  (кружки) і  $\beta$  (трикутники) груп носіїв при  $\mathbf{H}||\mathbf{n}||[100]$  і  $T_s = 4,2\text{K}$  [63].

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}, \%$$



**Рис. 35.** Зміна відносного МО пластини W(100), покритої до насичення адсорбованим D при  $T_s = 4,2\text{K}$  (a), приведені амплітуди першої гармоніки ОЗ (b) і коефіцієнта дзеркальності при відпалі;  $\alpha$  (кружки) і  $\beta$  (трикутники),  $\mathbf{H}||\mathbf{n}||[100]$  [63].



**Рис. 36.** Експериментальний запис другої похідної дійсної частини імпедансу пластини W(100) при зміні напруженності магнітного поля і різному характері поверхневого розсіювання носіїв: (A) –  $p = 0,09$ ,  $p_d = 0,15$ , (B) –  $p = 0,15$ ,  $p_d = 0,29$ , (C) –  $p = 0,36$ ,  $p_d = 0,39$ , (D) –  $p = 0,5$ ,  $p_d = 0,7$ ,  $T_s = 4,2\text{K}$ ,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [100]$ ,  $f = 7,5\text{МГц}$  [151].

відбуватися при відпалі адплівки D при 300K [144,145,149] не приводить до виникнення або усунення принципово нових каналів дзеркального поверхневого розсіювання: вектор оберненої решітки  $p(1 \times 1)$  (нереконструйована поверхня) є сумою векторів оберненої решітки  $p(2 \times 2)$  (реконструйована грань) – рис. 33.

Кардинальні зміни спектрів ОЗ: перерозподіл відносних внесків гармонік  $\alpha$  і  $\beta$  відбуваються після відпалу адплівки D в області  $415\text{K} < T_s < 515\text{K}$ . Рис 33 показує, що цей процес пов'язаний із різницею у характері поверхневого розсіювання двох виділених груп носіїв. Ця різниця викликана формуванням упорядкованої фази адсорбата. Базуючись на даних, одержаних методом ДПЕ [144,149] і аналізі можливих переходів носіїв при поверхневому розсіюванні (рис. 33) можна зробити висновок, що домінуючий вплив на розсіювання носіїв справляє одна з слабонеузгоджених фаз із періодом  $a_1 = 4a$  у напрямках  $\langle 10 \rangle$  поверхневій решітці (а - постійна решітки нереконструйованої поверхні (100)).

Розсіювання на цій поверхні викликає як електронно-діркові перекидання з округи опорних точок F сферидів валета в стани на еліпсоїдах ПФ, центрованих у точках N зони Брілюена (перехід 4 на рис. 33), на діркових октаедрах (перехід 5), так і внутрішньогрупове перемішування носіїв у межах електронного валета. Такі процеси істотно збільшують дифузність розсіювання носіїв округи точок F (сфероїдів валета) ПФ. Для носіїв перерізів A діркового октаедра розсіювання на цій же решітці адсорбата не супроводжується виникненням нових каналів дифузного розсіювання (рис. 33). Зміна коефіцієнта дзеркальності для двох груп носіїв при відпалі адплівки D показана на рис. 33. Таким чином, характер поверхневого розсіювання рівною мірою

залежить як від симетрії поверхневого шару, так і від топології ПФ.

На закінчення відзначимо, що методика досліджень, заснована на ОЗ, є зручним засобом визначення властивостей металеві поверхні щодо відбивання, носіїв певної, виділеної ефектом Зондгеймера, групи. Методика дуже інформативна, тому що дозволяє за результатами одного експерименту визначити декілька характеристик, одночасно ідентифікуючи групу відповідальних за ефект носіїв.

## VII. Вплив поверхневого розсіювання на амплітуду і форму осциляцій поверхневого імпедансу металевих пластин

У даній главі розглянуті результати експериментів [148,151], у яких у надвисоковакуумних умовах вивчався вплив характеру поверхневого розсіювання на імпеданс пластин W(100) і визначався, як інтегральний, так і диференціальний коефіцієнти дзеркальності.

На рис. 36 показані експериментальні записи другої похідної дійсної частини імпеданса по магнітному полю для пластини W(100)  $d^2R/d^2H$  при різних коефіцієнтах дзеркальності  $p$  і  $p_d$ . Аналіз цих залежностей дозволяє зробити такі висновки:

*Характер поверхневого відбивання впливає як на амплітуду, так і форму осциляцій поверхневого імпеданса.*

*Амплітуда осциляцій є немонотонною функцією коефіцієнтів дзеркальності. Це впливає з аналізу першої гармоніки осциляцій  $d^2R/d^2H$ . Фізична причина ефекту полягає в конкуренції плавної*

компоненти осциляцій, що залежить від  $p$ , і осцилюючої компоненти, що залежить від  $p_d$ . Зокрема, відповідно до теорії осциляцій [105,152] амплітуда їхньої першої гармоніки пропорційна добутку множника  $(1 - p_d)^2$  на суму або різницю квадратів дійсної і уявної частини плавної компоненти імпедансу.

Із збільшенням напруженості зовнішнього поля  $H$  доплероні осциляції змінюються на осциляції Ганмахера-Канера.

Зменшення дзеркальності відбивання резонансної групи носіїв (у даному випадку - дірок паска  $A$  октаедра ПФ, рис. 31) приводить до зростання амплітуди осциляцій пропорційно до  $(1 - p_d)^2$ . Цей висновок завжди справедливий, якщо інтегральний коефіцієнт дзеркальності  $r$  залишається постійним.

Відмінність форми осциляцій від синусоїдальної обумовлена, в основному, існуванням другої гармоніки. Відносний внесок другої гармоніки в сильних полях залежить від коефіцієнта дзеркальності резонансних носіїв. Зростання відносного внеску другої гармоніки при збільшенні  $p_d$  показує, що основною фізичною причиною порушення синусоїдальної форми осциляцій імпеданса є дзеркальне розсіювання носіїв на поверхні.

### VIII. Заключні зауваження

Даний огляд є результатом багаторічних досліджень взаємодії носіїв струму з поверхнею металевих монокристалів. На наш погляд слід зазначити такі результати цих досліджень.

Експериментально підтверджена концепція дифракції носіїв струму на двумірній решітці поверхні металевого кристала. Експериментально показано, що характер взаємодії носіїв із поверхнею визначається топологічними особливостями ПФ металу, кристалографічною орієнтацією поверхні твердого тіла, ступенем порядку, хімічною природою адсорбованої плівки, а також трансляційною

симетрією поверхневої двумірної структури.

Атомночисті поверхні з малими індексами можуть відбивати носії струму майже дзеркально. Нанесення на них неупорядкованих домішкових плівок приводить до збільшення дифузності відбивання. Характер відбивання носіїв залежить від структури адсорбованої плівки. Внаслідок цього меншій поверхневій концентрації адчастинок може відповідати більша дифузність поверхневого розсіювання.

У поверхневому розсіюванні носіїв істотну роль грають процеси перекидання. У експерименті «вмикання» або «вимикання» цих процесів відбувається при зміні фазового стану адсорбованої плівки. У цих умовах можливе дзеркальне відбивання одних груп носіїв і дифузне відбивання інших.

На основі гальваномагнітних розмірних явищ розвинуті поверхнево-чутливі експериментальні методи, що дозволяють визначати не тільки усереднену по всім групах носіїв ймовірність дзеркального відбивання, але і визначати цю характеристику для виділених груп носіїв струму.

Безсумнівно, що виконані дослідження відкривають перспективу подальшого вивчення процесів взаємодії носіїв струму з поверхнею твердого тіла. Перспективними є задачі, пов'язані з проблемою спін-поляризованого поверхневого розсіювання. Експериментального вивчення заслуговує і проблема перетину поверхневого розсіювання на адсорбованих атомах, зокрема залежність перетину від зарядового стану адатома та типу його зв'язку з поверхнею. Актуальним також є розширення об'єктів досліджень на інші метали.

**Панченко О.А.** – доктор фізико-математичних наук, асистент кафедри загальної фізики;

**Солозуб С.В.** – доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри загальної фізики.

- [1] D. Dayal, H.-U. Finzel, P. Wißmann. Resistivity Measurements on Pure and Gas Covered Silver Films. in: *Thin Metal Films and Gas Chemisorption*, Ed. P. Wißmann, pp.53, Elsevier (1987).
- [2] C. Durkin, M.E.Welland. Size effect and electrical resistivity of polycrystalline nanowires // *Phys. Rev. B*, **61**, pp. 1415-1418 (2002).
- [3] O. Pfenningstorf, A. Petkova, H.L. Guenter, M. Henzler. Conduction mechanism in ultrathin metallic films // *Phys. Rev. B*, **65**, pp. 045412-1 – 045412-8 (2002).
- [4] M. Jałocowski, M. Hoffman, E. Bauer. Quantized Hall effect in Ultrathin Metallic Films // *Phys. Rev. Lett*, **76**, pp. 4227-4229 (1996).
- [5] M. Jałocowski, E. Bauer. Quantum size and surface effects in electrical resistivity and high- energy electron reflectivity of ultrathin lead films // *Phys. Rev. B*, **38**, pp. 5272-5280 (1988).
- [6] V.V. Ustinov, E.A. Kravtsov. A unified semi-classical theory of parallel and perpendicular giant magnetoresistance in metallic superlattices // *J. Phys.; Condens Matter.*, **7**, pp. 3471-3484 (1995).
- [7] W.F. Egelhoff, Jr., P.J. Chen, C.J. Powell, M.D. Stiles, R.D. McMichael. Specular electron scattering in giant magnetoresistance spin valves // *IEEE Trans. Magn.*, **33**, pp. 3580-3582 (1977).
- [8] W.F. Egelhoff, Jr., P.J. Chen, C.J. Powell, D. Parks, G. Serpa, R.D. McMichael. Specular electron scattering in metallic thin films // *J. Vac. Sci Technol.*, **B17**(4), pp. 1702-1707 (1999).

- [9] А.Ф. Андреев. Взаимодействие проводящих электронов с поверхностью металла // *УФН*, **105**, сс. 113-124 (1971).
- [10] Р.Ф.Грин. Перенос и рассеяние у поверхности кристалла. Гл. 2 в *Поверхностные свойства твердых тел*, Под. ред. М. Грина. сс. 104-154, Мир, М, (1972).
- [11] В.Н. Окулов, В.В. Устинов. Поверхностное рассеяние электронов проводимости и кинетические явления в металлах // *ФНТ*, **5**, сс. 213–251 (1979).
- [12] E.H. Sondheimer. The mean free path of electrons in metals, *Adv. Phys.*, **1** pp. 1-41 (1952).
- [13] Дж. Займаню *Электроны и фононы*. ИЛ, М. 488 с. (1962).
- [14] K. Fuchs, The conductivity of thin metallic film according to the electron theory of metals // *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **34**, pp. 100-108 (1938).
- [15] J.E. Parrot. A new theory of the size effect in electrical conduction // *Proc. Phys. Soc.*, **85**, pp. 1143-1155 (1965).
- [16] G. Brandly, P. Cotti. Berechnungen uber den Ladungstransport in dunnen Filmen, *Helv. Phys. Acta*, **38**, pp. 801-812 (1965).
- [17] J.M. Ziman. *Electrons and Phonons. The Theory of Transport in Solids*. Clarendon Press, London, 554p. (1960).
- [18] S. B. Soffer. Statistical model for the size effect in electrical conduction // *J. Appl. Phys.*, **38**, pp. 1710-1715 (1967).
- [19] S. Soffer. Effect of weak surface autocorrelation on the size effect in electrical conduction // *Phys. Rev. B2*, pp. 3894-3898 (1970).
- [20] L.A. Falkovsky. Плотность и затухание поверхностных магнитных состояний // *ЖЭТФ*, **58**, сс. 1830-1842 (1970).
- [21] R.F. Greene. Boundary condition for electron distribution at crystal surfaces // *Phys. Rev.*, **141**, pp. 687-689 (1966).
- [22] R.F. Greene. Angular dependence of surface scattering and surface mobility cusp // *Phys. Rev.*, **141**, pp. 690-692 (1966).
- [23] L.A. Moraga. Theory of electrical transport and scattering at a metal interface // *J. Phys. Condens. Matter* // **2** pp. 3777-3775 (1990).
- [24] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*. Наука, М. 350с. (1984).
- [25] О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, С.Н. Савельева. О возможности восстановления индикатрисы рассеяния электронов проводимости границей образца по экспериментальным данным // *Письма в ЖЭТФ*, **25**, сс. 187 – 190 (1977).
- [26] V.N.J. Persson. Surface resistivity and vibrational damping in adsorbed layers // *Phys. Rev. B*, **44**, pp. 3277-3296 (1991).
- [27] П.П. Луцишин. Размерные эффекты в тонких пластинах и пленках // *Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук*, К. (1974).
- [28] М.С. Хайкин. Магнитные поверхностные уровни // *УФН*, **96**, с. 409 – 440 (1964).
- [29] Ю.П. Гайдуков, Е.М. Голямина. Квантовые осцилляции магнитосопротивления в тонких пластинах сурьмы // *ЖЭТФ*, **74**, сс. 1936 – 1949 (1978).
- [30] М.С. Хайкин, В.С. Эдельман. Измерение импульсов электронов проводимости висмута и наблюдение отражения их поверхностью // *ЖЭТФ*, **47**, сс. 878-885 (1964).
- [31] P.J. Price. Anisotropic conduction in solids near surface // *IBM Res. and Develpm.*, **4**, сс. 152-157 (1960).
- [32] Р. Пайерлс. Кристаллические решетки. Применение теории. Гл. 2 в *Р. Пайерлс. Квантовая теория твердых тел*, сс. 42-69, ИЛ, М. (1956).
- [33] R.M. More. Umklapp surface reflection of conduction electrons // *Phys. Rev.*, **9** сс. 322-402 (1974).
- [34] А.А. Митряев, Е.М. Коган, В.В. Устинов, Д.З. Хусаинов. Влияние упорядоченных субмонослойных пленок кислорода на электросопротивление тонких пластин вольфрама // *ЖЭТФ*, **87**, сс. 1765-1773 (1984).
- [35] М.Я. Азбель. Статический скин-эффект для токов в сильном магнитном поле и сопротивление металлов // *ЖЭТФ*, **44**, сс. 983 – 998 (1963).
- [36] М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский. Сопротивление тонких пластин и проволок в сильном магнитном поле // *ЖЭТФ*, **49**, сс. 572-587 (1965).
- [37] М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский. Термомагнитные эффекты в ограниченных металлических образцах // *ЖЭТФ*, **52**, сс. 1003-1012 (1967).
- [38] М.Я. Азбель. Сопротивление тонких пластин и проволок в магнитном поле // *ЖЭТФ*, (1963), **44**, сс. 1262-1270 (1967).
- [39] В.Г. Песчанский., М.Я. Азбель Магнитосопротивление полу металлов. // *ЖЭТФ*, **55**, сс.1980 – 1996 (1968).
- [40] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель., М.И. Каганов. *Теория статического скин-эффекта*. Ч. 3, § 29 в *И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель., М.И. Каганов. Электронная теория металлов*, сс. 251-261 Наука, М. (1971).
- [41] Г.А. Зайцев. Статический скин-эффект в монокристаллических образцах кадмия // *ЖЭТФ*, **45**, сс. 1267-1269 (1963).

- [42] О.А. Панченко, П.П. Луцишин. Статический скин-эффект в вольфраме // *ЖЭТФ*, **57**, сс. 1555-1560 (1969).
- [43] А.И. Капелиович. К теории электропроводности тонкой ме таллической пластины в сильном магнитном поле // *ЖЭТФ*, **78**, сс. 987-1007 (1980).
- [44] Г.И. Бабкин, В.Я. Кравченко. Влияние поверхностного рассеяния на магнитосопротивление и эффект Холла в пластинах // *ЖЭТФ*, **60**, сс. 695–711 (1971).
- [45] Ю.А. Богод, В.В. Еременко, Л.К. Чубова. Влияние поверхности на магнитосопротивление висмута. // *ЖЭТФ*, **54**, сс. 32-34 (1969).
- [46] Ю.А. Богод, В.В. Красовицкий. Гальваномагнитные свойства сурьмы при низких температурах. Влияние размеров, роль поверхности и эффект формы // *ЖЭТФ*, **63**, сс. 1036-1037 (1972).
- [47] О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, С.Н. Савельева. Статический скин-эффект в металлах с открытыми по верхностями Ферми // *ЖЭТФ*, **77**, сс. 2045-2059 (1979).
- [48] Е.С. Боровик, Б.Г. Лазарев. О влиянии формы на сопротивление монокристаллов висмута в магнитном поле // *ЖЭТФ*, **21**, сс. 857-863 (1951).
- [49] Ю.А. Богод, В.В. Еременко, Л.К. Чубова. Влияние по верхности на магнитосопротивление висмута. // *ЖЭТФ*, **54**, сс. 32-34 (1969).
- [50] Ю.А. Богод, Б.И. Веркин, В.Б. Красовицкий. О влиянии границ на электрические и гальваномагнитные свойства // *Письма в ЖЭТФ*, **12**, сс. 224-227 (1970).
- [51] Ю.А. Богод, Б.И. Веркин, В.Б. Красовицкий. Особенности электропроводности и магнетосопротивления сурьмы при низких температурах // *ЖЭТФ*, **61**, сс. 275-286 (1971).
- [52] Ю.А. Богод, В.Б. Красовицкий. Влияние размеров, формы и состояния граничной поверхности на электрические и гальваномагнитные свойства висмута при низких температурах // *Препринт Физико-технического института низких температур, Харьков*, **30** сс. 11-25 (1974).
- [53] K. Forslow, I. Holwech. Galvanomagnetic size effect in aluminum films // *Phyl. Mag.*, **9**, pp. 435-450 (1964).
- [54] E.H. Sondheimer. The influence of transverse magnetic field on the conductivity of thin metallic films // *Phys. Rev.*, **80** pp. 401-406 (1950).
- [55] В.Л. Гуревич. Осцилляции проводимости металлических пленок в магнитном поле // *ЖЭТФ*, **35**, сс. 668–677 (1958).
- [56] Т.В.Емельянова, О.В. Кириченко, С.Н. Савельева. Эффект Зондгеймера при многоканальном отражении электронов границей образца // *ФТТ*, **24**, сс. 230-235 (1982).
- [57] А.М. Гришин, П.П. Луцишин, Ю.С. Остроухов, О.А. Панченко. Кратные осцилляции Зондгеймера в пластинах вольфрама с атомно-чистыми поверхностями. // *ЖЭТФ*, **76**, сс. 1325-1341 (1979).
- [58] Ю.М. Голанд. Влияние зеркального отражения на эффект Зондгеймера. // *ФТТ*, **10**, сс. 81-83 (1968).
- [59] P.D. Hambourger, J.A. Marcus. Size dependent oscillatory magnetoresistance in cadmium // *Phys. Rev.*, **8**, pp. 5567-5578 (1973).
- [60] D.E. Saule, J.C. Abele. Size dependent oscillatory magnetoresistance in cadmium // *Phys. Rev. Lett.*, **23**, pp. 1287-1291 (1969).
- [61] В.В. Бойко, В.А. Гаспаров. Радиочастотный размерный эффект и поверхность Ферми вольфрама // *ЖЭТФ*, **61**, сс. 2362-2372 (1971).
- [62] D.H. Sparlin, J.A. Marcus. Empirical Fermi-surface parameters for W and Mo, *Phys. Rev.*, **114**, pp. 484-494 (1966).
- [63] V.F. Koval, P.P. Lutshishin, O.A. Panchenko, S.V. Sologub. Sondheimer oscillations as a technique for surface science // *Surf. Sci.*, **331-333**, pp. 1317-1322 (1995).
- [64] В.Ф. Коваль, В.Н. Ватаманюк, Ю.С. Остроухов, О.А. Панченко. Влияние толщины на импеданс тонких пластин вольфрама // *ФНТ*, **11**, сс. 602–606 (1985).
- [65] Ю.В. Шарвин. Об одном возможном методе исследования по верхности Ферми. // *ЖЭТФ*, **48**, сс. 984 – 985 (1965).
- [66] Ю.В. Шарвин, Н.И. Багатина. Исследование фокусировки пучков электронов в продольном магнттном поле // *ЖЭТФ*, **56**, сс. 772 – 779 (1969).
- [67] С.А. Корж. Поперечная фокусировка электронов в металле магнитным полем. // *ЖЭТФ*, **68**, сс. 144-154 (1975).
- [68] В.С. Цой, Н.П. Цой. Угловая зависисимость коэффициента зеркального отражения электронов висмута от бинарной плоскости. // *ЖЭТФ*, **73**, сс. 289-298 (1977).
- [69] В.С. Цой Исследование взаимодействия электронов с границей при помощи поперечной фокусировки // *ЖЭТФ*, **68**, сс. 1849-1858 (1975).
- [70] V.S. Tsoi, Y. De Wilde, T. Noller, A. G. M. Jansen, P. Wyder, D. Heitmann, M. Riek. Electronic surface resonances in transverse electron-focusing experiments // *Europhys. Lett.*, **35**, pp. 43-48 (1996).
- [71] M.V. Tsoi, V.S. Tsoi. Drift electron focusing // *Physica B*, **218**, pp.14-19 (1996).
- [72] В.С. Цой, И.И. Разгонов. Зеркальное отражение электронов проводимости у поверхности кристалла в вольфраме и меди // *Письма в ЖЭТФ*, **25**, сс. 30-33 (1977).



- [73] В.С. Цой, И.И. Разгонов. Отражение электронов и дырок сурьмы от границы образца // *Письма в ЖЭТФ*, **23**, сс. 107-109 (1976).
- [74] В.С. Цой, И.И. Разгонов. Исследование отражения электронов проводимости от поверхности образца в вольфраме // *ЖЭТФ*, **74**, сс. 1137-1146 (1978).
- [75] V.S. Tsoi. Transverse electron focusing // *Physica B*, **218**, pp. 1-13 (1996).
- [76] В.С. Цой Фокусировка электронов в металле поперечным магнитным полем // *Письма в ЖЭТФ*, **19**, сс. 114-116 (1974).
- [77] С.И. Божко, А.А. Митряев, О.А. Панченко, И.И. Разгонов, В.С. Цой. Статический скин-эффект и поперечная фокусировка электронов в кристаллах вольфрама с атомночистой поверхностью // *ФНТ*, **5**, сс. 739-744 (1979).
- [78] П.П. Луцишин, О.А. Панченко, А.А. Харламов. Отражение электронов проводимости от атомночистой грани (110) кристалла вольфрама. // *ЖЭТФ*, **64**, сс. 2148-2153 (1973).
- [79] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. *Электронная теория металлов*. Наука, М. 415с. (1971).
- [80] G.E. H.Reuter, E.H. Sondheimer. The theory of the anomalous skin effect in metals // *Proceed. Roy. Soc.*, **195**, pp. 336-364 (1948).
- [81] В.И.Окулов, В.В. Устинов. Влияние поверхностного рассеяния электронов проводимости на импеданс металла // *ФММ*, **41**, сс. 231-242 (1976).
- [82] М.Я.Азбель, С.Я. Рахманов. Новый тип скин-эффекта в магнитном поле // *ЖЭТФ*, **57**, сс. 295-307 (1969).
- [83] М.Я. Азбель, С.Я. Рахманов. Высоочастотная электропроводность тонкой металлической пластины в сильном магнитном поле // *ФТТ*, **11**, сс. 3183-3194 (1969).
- [84] Э.А.Канер, В.Г. Скобов. Электромагнитные волны в металлах в магнитном поле // *УФН* **89**, сс. 367-408 (1966).
- [85] Ф. Платцман, П.Вольф. *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*. Мир, М. 436с. (1975).
- [86] В.Г.Скобов. Допплер-сдвинутые циклотронные моды в металлах, Дополнение к Ф. Платцман, П.Вольф. *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*. сс. 404-422, Мир, М. (1975).
- [87] Э.А.Канер, В.Ф. Гантмахер. Аномальное проникновение электромагнитного поля в металл и радиочастотные размерные эффекты // *УФН*, **94**, сс. 193-241 (1968).
- [88] A.W. Overhauser, S. Rodriguez. Helicon propagation in metals near the cyclotron edge // *Phys. Rev. B*, **141**, pp. 431-436 (1966).
- [89] J.C. McGroddy, J.L. Stanford, E.A. Stern. Helicons and their effect on the surface impedance of metals // *Phys. Rev. B*, **141**, pp. 437-447 (1966).
- [90] Л.М.Фишер, В.В.Лаврова, В.А.Юдин, О.В.Константинов, В.Г. Скобов. Допплеры в кадмии // *ЖЭТФ*, **60**, сс. 759-774 (1971).
- [91] V.P. Naberezhnykh, L.T. Tsybmal. Electromagnetic excitations in Cd and Zn // *Solid. State. Com.*, **9**, pp. 693-695 (1971).
- [92] В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов, В.А.Юдин. Кратные доплероны в алюминии // *ЖЭТФ*, **67**, pp. 1218-1232 (1974).
- [93] Э.А.Канер, О.И.Любимов. О возможности распространения доплеронов в металлах с открытой поверхностью Ферми // *ЖЭТФ*, **65**, сс. 778-789 (1973).
- [94] В.Ф.Гантмахер. Размерный эффект в металле в кратных магнитных полях // *ЖЭТФ*, **43**, сс. 345-347 (1962).
- [95] В.Ф.Гантмахер, Э.А.Канер. Радиочастотный размерный эффект в магнитном поле, перпендикулярном поверхности металла // *ЖЭТФ*, **48** сс. 1572-1582 (1965).
- [96] D.S. Falk, B. Gerson, J.F. Carolan. Helicon, Doppler-shifted cyclotron resonance and Gantmakher-Kaner oscillations // *Phys.Rev. B*, **1**, pp. 406-424 (1970).
- [97] В.В.Лаврова, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С. Чернов, В.А.Юдин. Допплер-сдвинутый циклотронный резонанс в индии // *ФТТ*, **15**, сс. 3379-3386 (1973).
- [98] В.В.Лаврова, С.В.Медведев, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, В.А.Юдин. Поверхностное сопротивление кадмия в магнитном поле // *ЖЭТФ*, **64**, сс. 1839-1854 (1973).
- [99] В.В.Лаврова, С.В.Медведев, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, В.А.Юдин. Поверхностное сопротивление пластины кадмия в магнитном поле // *ЖЭТФ*, **65**, сс. 705-714 (1973).
- [100] И.Ф.Волошин, С.В.Медведев, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. Влияние характера отражения электронов на проникновение электромагнитного поля через металлическую пластину // *ЖЭТФ*, **71**, сс. 1555-1563 (1976).
- [101] И.Ф.Волошин, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. Возбуждение доплеронов и волн Гантмахера-Канера в металлах // *ЖЭТФ*, **72**, сс. 735-749 (1977).
- [102] Д.Э.Жеребчевский, В.П.Набережных. Осцилляции поверхностного импеданса металлической пластины в перпендикулярном магнитном поле // *ФНТ*, **4**с. 467-479 (1978).
- [103] Д.Э.Жеребчевский, В.П.Набережных, В.В.Чабаненко. Осцилляционные эффекты в импедансе металлической пластины при одностороннем возбуждении // *ФНТ*, **5**,сс. 1035-1048 (1979).

- [104] Д.Э.Жеребчевский, В.Н.Набережных, В.В.Чабаненко. Частотная зависимость осцилляций импеданса пластины вольфрама в перпендикулярном к поверхности магнитном поле // *ФНТ*, **11**, сс. 592-602 (1985).
- [105] И.Ф.Волошин, Н.А.Подлевских, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. Осцилляции импеданса металлической пластины и характер отражения электронов // *ЖЭТФ*, **83**, сс. 1955-1970 (1982).
- [106] Н. Fischer, Yi-H. Kao. Direct determination of skin depth by a radio-frequency size effect // *Solid. State. Com.*, **7**, pp. 275-277 (1969).
- [107] А.П.Перов. Импеданс олова в сильном магнитном поле и рассеяние электронов проводимости на поверхности металла // *ЖЭТФ*, **63**, сс. 1324-1336 (1972).
- [108] О.В.Константинов, В.Г.Скобов, В.В.Лаврова, Л.М.Фишер, В.А.Юдин. Допплер-сдвинутый циклотронный резонанс в кадмии // *ЖЭТФ*, **63**, сс. 24-241 (1972).
- [109] Н.А.Подлевских, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. Допплер-сдвинутый циклотронный резонанс электронов опорной точки // *ФТТ*, **27**, сс (1985) 330-339 (1972).
- [110] И.Ф.Волошин, Н.А.Подлевских, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. Влияние магнитного затухания Ландау на скин эффект и Допплер-сдвинутый циклотронный резонанс в металлической пластине // *ЖЭТФ*, **90**, сс. 352-366 (1986).
- [111] J.F. Carolan, J.F. Koch. Perpendicular-field rf. surface impedance of indium // *J. Phys. Chem. Solids*, **34**, pp. 1797-1815 (1973).
- [112] И.П.Крылов. Поверхностный импеданс индия в магнитном поле, перпендикулярном поверхности металла // *ЖЭТФ*, **54**, сс. 1738-1755 (1968).
- [113] В.В.Лаврова, С.В.Медведев, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С. Чернов, В.А.Юдин. Допплер-сдвинутый циклотронный резонанс и электромагнитные волны в меди // *ЖЭТФ*, **66**, сс. 700-713 (1974).
- [114] И.Ф.Волошин, И.А.Матус, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. Скин-эффект в металлах в перпендикулярном магнитном поле // *ЖЭТФ*, **74**, сс. 753-764 (1978).
- [115] В.А.Гаспаров, Л.М.Фишер, В.А.Юдин. Распространение доплеронов и особенности поверхности Ферми в серебре // *ФТТ*, **18**, сс. 2716-2723 (1976).
- [116] Ю.С.Остроухов, О.А.Панченко, А.А.Харламов. Допплероны и эффект Гантмахера-Канера в пластинах вольфрама с атомно-чистой поверхностью // *ЖЭТФ*, **70**, сс. (1976) 1838-1850 (1976).
- [117] И.М.Витебский, В.Т.Витчинкин, А.А.Галкин, Ю.А.Остроухов, О.А.Панченко, Л.Т.Цымбал, А.Н.Черкасов. Допплероны в вольфраме // *ФНТ*, **1**, сс. 400-405 (1975).
- [118] И.Ф.Волошин, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. Допплероны и эффект Гантмахера-Канера в пластине компенсированного металла // *ЖЭТФ*, **82**, сс. 293-309 (1982).
- [119] Д.Э.Жеребчевский, В.П.Набережных, В.В.Чабаненко. Поверхностный импеданс пластин вольфрама и кадмия в сильном магнитном поле на радиочастотах // *ФНТ*, **6**, сс. 882-889 (1980).
- [120] О.А.Панченко, В.В.Владимиров, П.П.Луцишин, М.А.Мухтаров. Осцилляции импеданса тонких пластин вольфрама в магнитном поле // *ЖЭТФ*, **74**, сс. 658-664 (1978).
- [121] A.N. Cherkasov, A.A. Galkin, L.T. Tsymbal. W and Mo RF surface impedance // *Phys.Stat. Sol.(b)*, **90**, pp. K17-K20 (1978).
- [122] Т.Ф.Бутенко, В.Т.Ветчинкин, А.А.Галкин, А.М.Гришин, В.А.Мишин, Л.Т.Цымбал, А.Н.Черкасов. Длинноволновые доплероны в вольфраме и молибдене // *ЖЭТФ*, **78**, сс. 1811-1829 (1980).
- [123] А.А.Галкин, Л.Т.Цымбал, А.Н.Черкасов, И.М.Витебский. Экспериментальное исследование доплерона в молибдене // *ФНТ*, **1**, сс. 540-542 (1975).
- [124] Л.Т.Цымбал, Ю.Д.Самохин, А.Н.Черкасов, В.Т.Ветчинкин, В.А.Мишин. Кривизна поверхности Ферми в молибдене // *ФНТ*, **5**, сс. 461-470 (1979).
- [125] И.Ф.Волошин, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов. Скин-эффект в металлической пластине и особенности осцилляций Гантмахера-Канера // *ЖЭТФ*, **78**, сс. 339-348 (1980).
- [126] В.В.Бойко, В.А.Гаспаров. О некоторых параметрах поверхности Ферми молибдена // *ЖЭТФ*, **61**, сс. 1976-1985 (1971).
- [127] В.А.Мишин, Л.Т.Цымбал, А.Н.Черкасов. Поверхностное рассеяние электронов и характер баллистического возбуждения в цинке // *ФНТ*, **10**, сс. 1285-1289 (1984).
- [128] А.А.Галкин, В.А.Мишин, Л.Т.Цымбал, А.Н.Черкасов. Осцилляции радиочастотного поверхностного сопротивления в цинке // *ЖЭТФ*, **80**, сс. 1981-1996 (1981).
- [129] П.П. Луцишин, Т.Н. Находкин, О.А. Панченко, Ю.Г.Птушинский. Дифракция и многоканальное зеркальное отражение электронов проводимости на поверхности металла // *ЖЭТФ*, **82**, сс. 1306-1317 (1982).
- [130] П.П. Луцишин, О.А. Панченко, С.В. Сологуб. Диффузия изотопов молекулярного водорода на грани (110) вольфрама // *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **52**, сс. 1466-1470 (1988).
- [131] П.П. Луцишин, Т.Н. Находкин, О.А. Панченко, Ю.Г.Птушинский. Дифракция электронов проводимости на грани (110) монокристалла вольфрама // *Письма в ЖЭТФ*, **32**, сс. 593-603 (1980).

- [132] В.С. Агейкин, Ю.Г. Птушинский. Масс-спектрометрическое исследование адсорбции кислорода на поверхностях (110) и (113) монокристалла вольфрама // *УФЖ*, **13**, сс. 779-785 (1968).
- [133] В.А. Ищук, Ю.Г. Птушинский, Б.А. Чуйков. Адсорбционное взаимодействие кислорода с ориентированными поверхностями тугоплавких металлов // *Acta Universitas Wratislaviensis, Wroclaw*, №561, pp. 65-71 (1980).
- [134] Д.А. Городецкий, Ю.П. Мельник, А.А. Ясько. Структура грани (110) вольфрама, покрытой пленкой адсорбированного кислорода // *УФЖ*, **12**, сс. 970-976 (1967).
- [135] L.H. Germer, J.W. May. Diffraction study of oxygen adsorption on a (110) tungsten face, *Surf. Sci.*, **4** (1966) 452-472.
- [136] T. Engel, H. Nichus, E. Bauer. Adsorption of oxygen on W(110). I. The p(2×1) structure // *Surf. Sci.*, **52**, pp. 237-262 (1975).
- [137] E. Bauer, T. Engel. Adsorption of oxygen on W(110). II. The high coverage range // *Surf. Sci.*, **71**, pp. 695-718 (1978).
- [138] В.Е. Безвенюк, В.А. Ищук, Ю.Г. Птушинский, А.Г. Федорус. Сравнительное исследование адсорбции O<sub>2</sub> и WO<sub>2</sub> на грани (110)W методом ДМЭ и Ожэ-электронной спектроскопии // *ФТТ*, **21**, сс. 1273-1279 (1979).
- [139] В.В. Гончар, Ю.М. Каган, О.В. Канаш, А.Г. Наумовец, А.Г. Федорус. Двумерные решетки водорода и дейтерия на грани (011) вольфрама и их термическое и электронно-сти мулированное разупорядочение // *ЖЭТФ*, **84**, сс. 249-259 (1983).
- [140] E. Bauer, H. Poppa. Recent advances in epitaxy // *Thin Solid Films*, **12**, pp. 167-185 (1972).
- [141] E. Bauer, H. Poppa, G. Todd, P.R. Davis, The adsorption and early stages of condensation of Ag and Au on W single crystal surfaces // *Appl. Phys.*, **48**, pp. 3773-3778 (1977).
- [142] Т.Н. Находкин. Дифракция и многоканальное зеркальное отражение электронов проводимости на поверхности металла // *Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук*, К. (1981).
- [143] D.A. King, J. Thomas. Displacive surface phases formed by hydrogen chemisorption on W(100) // *Surf. Sci.*, **92**, pp. 201-236 (1980).
- [144] K. Yonehara, L.D. Shmidt. A LEED study of structures produced by H<sub>2</sub> on W(100) // *Surf. Sci.*, **25**, pp. 238-260 (1971).
- [145] T.E. Felter, R.A. Barker, P. Estrup. Phase transition on W(100) and Mo(100) surface // *Phys. Rev. Lett.* **38**, pp. 1138-1141 (1977).
- [146] П.П. Луцишин, О.А. Панченко, С.В. Сологуб. Исследование адсорбции дейтерия на поверхности (100)W методом статического скин-эффекта // *Поверхность*, № **11**, сс. 69-75 (2001).
- [147] В.И. Ватаманюк, В.Ф. Коваль, Ю.С. Остроухов, О.А. Панченко. Влияние поверхностного рассеяния электронов проводимости на осцилляции импеданса тонкой пластины вольфрама. // *ФНТ*, **5**, сс.489-498 (1987).
- [148] P.J. Estrup, J. Anderson. Chemisorption of hydrogen on tungsten (100) // *J. Chem. Phys.*, **45**, pp. 2254-2260.
- [149] А.А. Галкин, Л.Т. Цымбал, Л.М. Гришин, Т.Ф. Бутенко. ДСЦР и доплерон-фононный резонанс в молибдене // *Письма в ЖЭТФ*, **25**, сс. 98-102 (1977).
- [150] В.Ф. Коваль. Влияние рассеяния электронов у поверхности на размерные эффекты в проводимости и импедансе компенсированного металла // *Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук*, К. (1986).
- [151] В.И.Окулов, В.В.Устинов. Теория резонансного возбуждения электромагнитных волн в металлической пластине с учетом поверхностного рассеяния электронов проводимости // *ФММ*, **56**, сс. 421-434 (1983).

О.А.Panchenko, S.V.Sologub

## Size Phenomena and Surface Scattering of Current Carriers in Metals (Review)

*Institute of Physics of NAS of Ukraine,  
46, Prospect Nauky, UA-03028, Kiev-28, Ukraine*

The review gives an account of basic ideas concerning scattering of current carriers at metallic surfaces. It deals with the physical picture of surface-sensitive galvanomagnetic size effects, i.e., transverse magnetic resistance, static skin effect, Sondheimer oscillations, conduction electron focusing. The processes are employed to study the peculiarities of current carrier surface scattering with regard for the electron-hole transfers. Diffraction of conduction electrons at adsorbed submonolayer lattices is considered. An outlook is given of the application of these phenomena to the study of adsorption and ordering of adsorbed submonolayer films of various symmetries and chemical content.