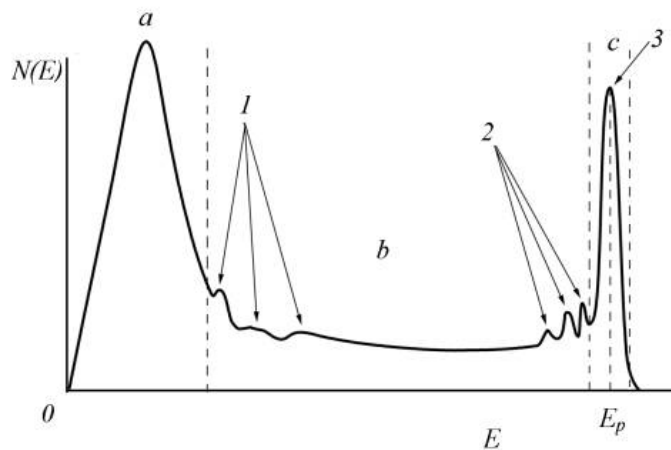


Вторинна електронна емісія - основа сучасних методів аналізу поверхні

В основі більшості сучасних експериментальних методів дослідження поверхні лежить явище випромінювання твердими тілами вторинних електронів при їхньому бомбардуванні пучком первинних електронів з енергією E_p . Це явище було відкрито в 1902 році Л. Остином і Г. Штарке, і зветься *вторинною електронною емісією* (BEE). Причина цього ефекту полягає в тому, що первинні електрони, при взаємодії з електронами твердого тіла, передають їм частину своєї енергії. Якщо ця енергія достатня для подолання електронами твердого тіла поверхневого потенційного бар'єра, то вони залишають його й реєструються як вторинні електрони. Вторинні електрони мають енергії від нуля до енергії первинних електронів. Енергетичний розподіл вторинних електронів має складний характер і відображає різноманітні, складні й часто пов'язані між собою процеси взаємодії первинних електронів з поверхнею твердого тіла.

Енергетичні спектри й кутові розподіли вторинних електронів містять досить повну інформацію про основні мікроскопічні характеристики поверхні - склад, структуру, електронний стан.



Схематичний вид кривої розподілу вторинних електронів по енергії.

Схематично вид кривої розподілу вторинних електронів по енергії представлений на рис.7. Як показують експериментальні результати, вид спектру вторинних електронів практично не змінюється при зміні значення енергії первинних електронів. При енергії первинних електронів 100 еВ ÷ 1 кВ основна частина в спектрі приходить на повільні електрони (область **a** на рис. 7) ці електрони називають *істинно вторинними електронами*, тому що цю групу становлять, в основному, електрони, вибиті із твердого тіла пучком первинних електронів. Передбачається, що вони виникають у результаті каскадних процесів втрати енергії первинними електронами. До істинно вторинних електронів умовно відносять вторинні електрони, енергія яких менш 50 еВ. Відношення числа істинно вторинних електронів до числа первинних електронів називають *коефіцієнтом істинно вторинної емісії*. Максимум спектра істинно вторинних електронів лежить в області 1÷10 еВ. При більших значеннях енергії первинних електронів положення максимуму не залежить від E_p , однак, при $E_p < 20$ еВ він зрушується у бік менших енергій. Якщо енергія первинних електронів не перевищує роботу виходу електронів, то спектр вторинних електронів складається в основному із пружно відбитих електронів.

Область **b** на рис 7 відноситься до непружно відбитих електронів, число яких істотно не змінюється залежно від енергії. При енергії, близькій до значення енергії первинних електронів E_p (область **c**), спостерігається вузький пік, що відповідає пружно відбитим електронам (пік 3 на рис. 7). Цей пік пов'язаний з електронами, відбитими від поверхні твердого тіла без втрат енергії або з дуже малими втратами енергії. Відношення числа цих електронів до числа первинних електронів - *коефіцієнт пружного відбиття електронів*.

Крім двох досить великих за інтенсивністю піків істинно вторинних і пружно відбитих електронів, у спектрі вторинних електронів на безструктурному фоні спостерігаються слабо виражені максимуми. Положення деяких з них (максимуми 1 на рис. 7) не залежать від енергії первинних електронів, інші (максимуми 2) зміщуються синхронно зі зміною енергії первинних електронів. Піки 1 обумовлені виходом з поверхні *оже-електронів*. Вивчення цієї групи вторинних

електронів лежить в основі методу *електронної оже-спектроскопії* (ЕОС). Група максимумів 2, що розташована поблизу піка пружно відбитих електронів, відповідає первинним електронам, що випробували дискретні втрати енергії при взаємодії з поверхнею. Ці втрати енергії характеризують речовину поверхні й називаються *піками характеристичних втрат енергії*. Вивчення цієї групи піків становить предмет *спектроскопії характеристичних втрат енергії електронів* (СХВЕЕ). Процеси пружного розсіювання електронів, що характеризуються піком пружно відбитих електронів, лежать в основі методів дифракції електронів, що дозволяють вивчати структуру приповерхневих шарів. Найпоширенішими із цих методів є *дифракція повільних електронів* (ДПЕ) і *дифракція відбитих швидких електронів* (ДВШЕ).

Кількісною характеристикою явища вторинної електронної емісії служить коефіцієнт вторинної електронної емісії σ . Цей коефіцієнт чисельно дорівнює відношенню числа всіх вторинних електронів до числа первинних електронів.

Структура поверхні і дифракція електронів

Симетрія поверхні й двовимірні ґратки Браве

Ідеальну кристалічну поверхню можна одержати видаленням всіх атомів, що розташовуються з однієї сторони деякої кристалографічної площини тривимірного кристала, залишаючи незмінним розташування атомів по іншу сторону цієї кристалографічної площини. Ідеальна кристалічна поверхня зберігає симетрію площини розриву. На реальних поверхнях кристалів розташування атомів у приповерхневих шарах відрізняється від їхнього розташування в об'ємі кристала, тому що сили діючі на атоми поблизу поверхні будуть відрізнятися від тих сил, які діяли на атоми в об'ємі кристала. Поверхневі атоми в реальних кристалічних поверхнях утворюють двовимірну періодичну структуру, у загальному випадку, таку, що відрізняється від структури площини розриву.

Так само як і для тривимірного кристала, упорядкованій двовимірній періодичній структурі атомів можна співставити двовимірну кристалічну ґратку, у кожному точці якої можна потрапити з вихідної точки шляхом зсуву на вектор трансляції.

$$\vec{R} = m\vec{a} + n\vec{b}$$

де \vec{a} і \vec{b} – елементарні вектори трансляції, що визначають елементарну двовимірну або поверхневу ґратку, m і n – цілі числа.

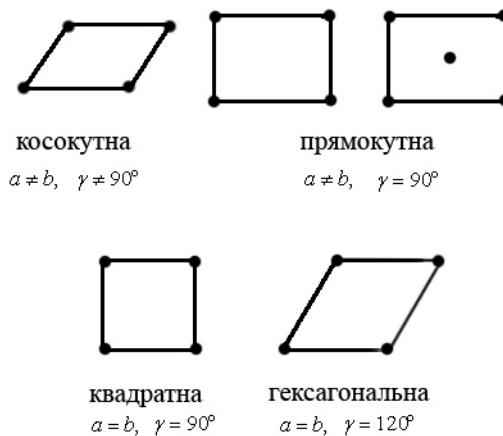
Двовимірна періодичність кристалічної поверхні дозволяє класифікувати можливі структури поверхні, що відрізняються за симетрією й розташуванням вузлів. Елементами симетрії для двовимірних ґраток є:

1. Вісі обертання 1-, 2-, 3-, 4- і 6- порядків;
2. Дзеркальне відображення в площині, перпендикулярній поверхні;
3. Відображення ковзання (включає відображення відносно прямої з наступною трансляцією уздовж цієї прямої на половину трансляційного періоду в цьому напрямку).

Всі інші перетворення симетрії вивели б двовимірну ґратку з її площини.

Симетрія двовимірних кристалічних ґраток описується 10 двовимірними кристалографічними точковими групами (1, 2, 3, 4, 6, m , $2mm$, $3m$, $4mm$, $6mm$), об'єднаними в 4 двовимірні кристалічні системи (косокутна, гексагональна, прямокутна й квадратна). Для двовимірних кристалічних ґраток можливі лише 5 ґраток Браве (рис. 9).

Косокутна ґратка з неоднаковими сторонами осередку Браве й непрямым кутом між елементарними векторами трансляції відповідає точковим групам 1 і 2. Прямокутна ґратка відповідає точковим групам m і $2mm$. Цим же групам відповідає центрована прямокутна ґратка Браве, у центрі якої розташовується вузол, що відповідає трансляції $(a + b)/2$. Для такої ґратки можливо було б вибрати елементарну примітивну ґратку у формі ромба, але в цьому випадку симетрія елементарного осередку не відповідала б симетрії кристала, що є основною умовою при виборі ґратки Браве. Квадратна ґратка відповідає точковим групам 4 і $4mm$. Гексагональна ґратка з елементарним осередком у формі ромба відповідає точковим групам 3, $3m$, 6 і $6mm$.



Двовимірні ґратки Браве.

Релаксація, реконструкція й дефекти поверхні. Позначення структур верхніх атомних шарів

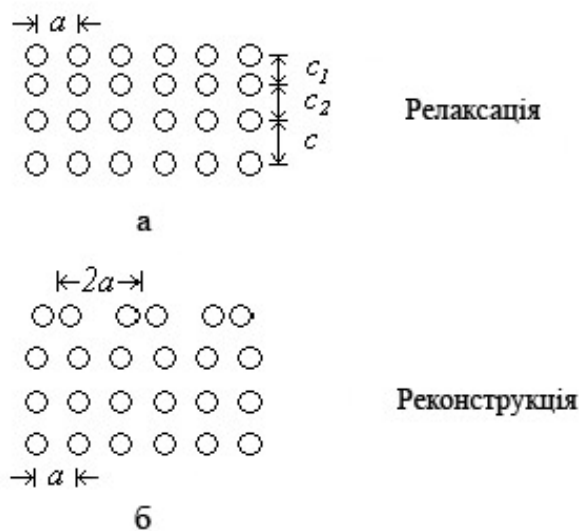
В ідеальному випадку, коли розколювання кристала не порушує кристалічну структуру, що залишається, розташування атомів у першому й наступному поверхневому шарах точно таке ж, яким воно було в об'ємній структурі. Ситуація, близька до ідеальної, реалізується, очевидно, на неполярних поверхнях діелектричних сполук з кубічною структурою, наприклад кам'яної солі. У таких сполуках між нейтральними кристалічними площинами існує лише дуже слабка кулонівська взаємодія й видалення половини кристала майже не впливає на положення іонів у площині цієї поверхні.

Однак, такі поверхні є скоріше виключенням, ніж правилом. Зазвичай, розриви хімічних зв'язків у результаті утворення поверхні призводять до істотної зміни положень атомів не тільки в першому поверхневому шарі, але й в наступних. Ці зміни убувають від шару до шару вглиб кристала, і на деякій відстані від поверхні розташування атомів залишається точно таким же, як і в об'ємі. Це відноситься в першу чергу до поверхонь напівпровідникових сполук, завдяки наявності строго спрямованих хімічних зв'язків між атомами в цих кристалах.

Перебудова кристалічної структури експериментально спостерігається в надвисокому вакуумі для атомарно чистих поверхонь напівпровідників і металів (Si, Ge, Au, Pt і ін.). Структурні зміни на поверхнях напівпровідників настільки значні, що істотно впливають на їх мікроскопічні й макроскопічні властивості. Відомо, наприклад, вплив перебудови поверхні на енергетичну структуру електронів в GaAs(110) і Si(111).

Поверхню реального кристала зручно представляти у вигляді *підкладки*, що має відповідну тримірно-періодичну структуру об'єму, і *кромки*, що містить кілька атомних шарів поблизу поверхні розриву. При всіх перебудовах кромка зберігає двовимірну періодичність, паралельну поверхні. На рис. 10 наведені деякі важливі типи перебудови структури поверхневих атомних шарів для простої кубічної ґратки з періодом a .

Як правило, структура адсорбату або кромки когерентна зі структурою підкладки. Тому структури верхніх шарів зручно описувати, зв'язуючи ґратку Браве адсорбату або кромки з решіткою Браве підкладки.



Найбільш універсальним є матричний спосіб позначення структур верхніх атомних шарів. Він заснований на тім факті, що базисні вектори трансляції ґратки адсорбату або кромки \vec{a}' і \vec{b}' завжди можна зв'язати із базисними векторами трансляції ґратки підкладки \vec{a} і \vec{b} :

$$\vec{a}' = G_{11}\vec{a} + G_{12}\vec{b}$$

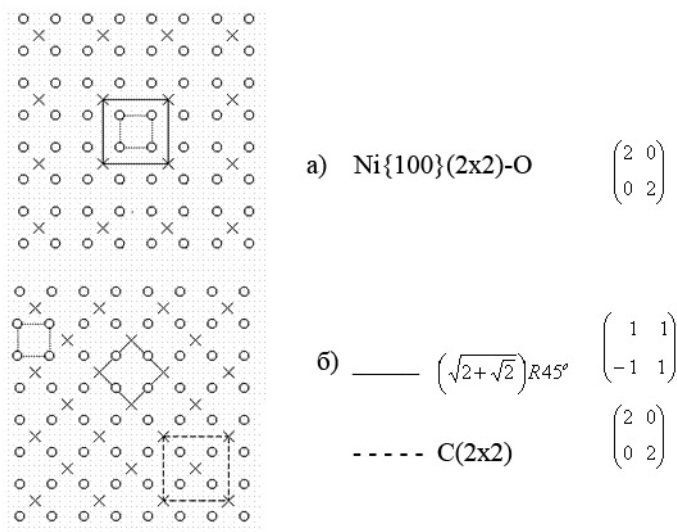
$$\vec{b}' = G_{21}\vec{a} + G_{22}\vec{b}$$

Матриця $G = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix}$ служить позначенням структури верхнього шару.

Другий спосіб менш універсальний, але застосовується значно частіше. У цьому позначенні задається відношення періодів осередків адсорбату й підкладки, і кут, на який необхідно повернути один із осередків, щоб обидві пари базисних векторів трансляції розташувати уздовж однієї лінії. Таким чином, якщо адсорбат A на поверхні $\{hkl\}$ матеріалу X утворює структуру, модулі базисних векторів якої $\vec{a}' = p\vec{a}$ і $\vec{b}' = q\vec{b}$, а φ - кут повороту елементарного осередку, то позначення даної структури має вигляд

$$X\{hkl\}(p \times q)R\varphi^\circ - A.$$

Цей метод позначень менш універсальний, ніж перший, оскільки для його застосування необхідно, щоб кути повороту обох пар базисних векторів елементарних осередків адсорбату й підкладки були однакові. Приклади позначень структур показані на рис 11. Атоми підкладки показані кружками, адсорбату або кромки - хрестиками. Пунктирні й тонкі лінії - ґратки Браве підкладки й адсорбату відповідно.

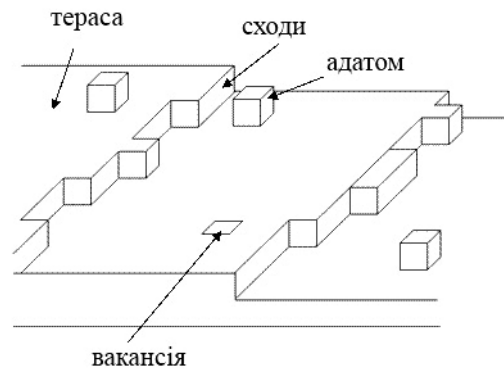


Приклади структур підкладки та адсорбату.

Позначення C(2x2) на рис. 11,б, незважаючи на те, що не існує центрованого квадратного осередку Браве, що відрізняється по симетрії від примітивної квадратної ґратки, широко використовується в літературі.

Ідеальна поверхнева кристалічна структура, так само як і ідеальна об'ємна, на практиці не реалізується. У реальних структурах завжди присутні *дефекти*. Поверхневі дефекти, так само як і об'ємні, класифікуються в відповідності з їх розмірностями. На рис. 12. схематично показані найважливіші з поверхневих дефектів. До поверхневих дефектів треба насамперед віднести *тераси*, що представляють собою частину площини. Дві тераси розділяють *сходи* – найбільш важливі лінійні дефекти. У більшості випадків переважають сходи одноатомної висоти. Важливими лінійними дефектами поверхні є також *дислокації*.

До найважливіших точкових дефектів відносяться *адатоми* й *вакансії*. Ці дефекти залежно від типу кристала можуть бути різного характеру. Наприклад, у складних кристалах (*GaAs*, *ZnO* і ін) адатоми можуть бути різного виду (тобто *Ga* або *As* на поверхні *GaAs*). Аналогічно, на поверхні арсеніду галію можуть існувати обидві вакансії: *Ga* і *As*. Оскільки заряди відсутніх атомів різні, то ці вакансії істотно впливають на електричні властивості кристалічної поверхні.



Деякі структурні дефекти поверхні.

Зворотна гратка

Поняття зворотної гратки відіграє важливу роль у дифракції електронів як в об'ємі твердого тіла, так і на його поверхні. Умови дифракції легко інтерпретуються на основі законів збереження енергії й імпульсу з додаванням вектора зворотної гратки.

Для тривимірного випадку, якщо \vec{a} , \vec{b} і \vec{c} – базисні вектори трансляції прямої гратки, то відповідні вектори зворотної гратки \vec{a}^* , \vec{b}^* і \vec{c}^* визначаються наступними векторними співвідношеннями:

$$\vec{a}^* = \frac{2\pi[\vec{b} \times \vec{c}]}{\vec{a} \cdot [\vec{b} \times \vec{c}]}, \quad \vec{b}^* = \frac{2\pi[\vec{c} \times \vec{a}]}{\vec{a} \cdot [\vec{b} \times \vec{c}]}, \quad \vec{c}^* = \frac{2\pi[\vec{a} \times \vec{b}]}{\vec{a} \cdot [\vec{b} \times \vec{c}]}$$

добуток, що стоїть в знаменниках дорівнює, як відомо, об'єму прямої гратки.

Будь-який вектор зворотної гратки записується через елементарні вектори зворотної гратки:

$$\vec{g}_{hkl} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$$

де h, k, l – будь-який набір цілих чисел (індекси Міллера).

Вектор зворотної гратки має наступні властивості:

- він перпендикулярний сімейству площин прямої гратки з індексами Міллера hkl ;
- його довжина обернено пропорційна відстані між цими площинами.

Загальне правило побудови зворотної гратки можна поширити й для двовимірного випадку.

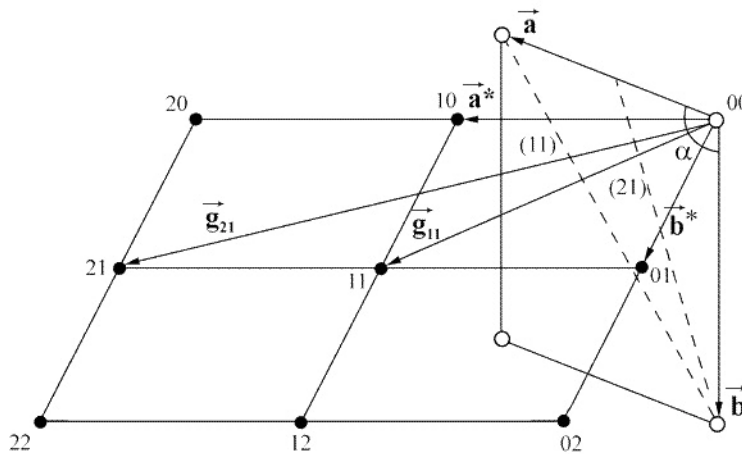
Для цього необхідно формально замінити вектор трансляції \vec{c} на одиничний вектор \vec{n} у напрямку, перпендикулярному до поверхні.

$$\vec{a}^* = \frac{2\pi[\vec{b} \times \vec{n}]}{\vec{a} \cdot [\vec{b} \times \vec{n}]}, \quad \vec{b}^* = \frac{2\pi[\vec{n} \times \vec{a}]}{\vec{a} \cdot [\vec{b} \times \vec{n}]}$$

Оскільки величина $\vec{a} \cdot [\vec{b} \times \vec{n}]$ чисельно дорівнює площі паралелограма зі сторонами \vec{a} і \vec{b} і кутом між ними α , то абсолютні значення \vec{a}^* , \vec{b}^* векторів двовимірної зворотної гратки можна представити у вигляді:

$$\vec{a}^* = \frac{2\pi}{a \cdot \sin \alpha}, \quad \vec{b}^* = \frac{2\pi}{b \cdot \sin \alpha}, \quad \text{причому } \vec{a}^* \perp \vec{b}, \quad \vec{b}^* \perp \vec{a}.$$

На рис. 13 наведений приклад побудови зворотної гратки. Пряма гратка, обумовлена елементарними векторами трансляції \vec{a} , \vec{b} і зворотна гратка з елементарними векторами \vec{a}^* , \vec{b}^* розташовуються в площині рисунка.



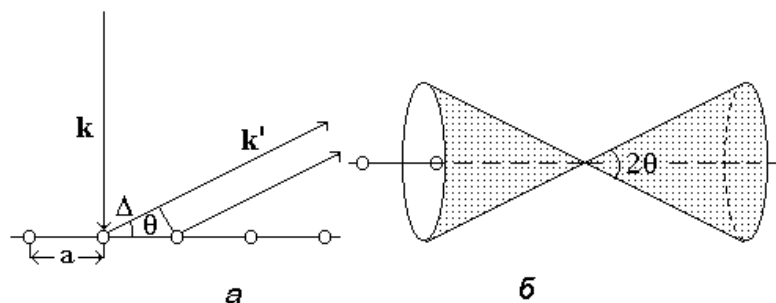
Приклад побудови зворотної ґратки для двовимірного кристалу.

Вузли прямої ґратки показані світлими кружками, зворотної – темними. Для прямої ґратки наведені як приклад дві лінії (штрихові прямі) із сімейства атомних рядів (11) і (21). Індекси Міллера $h=1, k=1$ і $h=2, k=1$ відповідно для сімейства рядів (11) і (21) визначають величину відрізків, що відтинаються цими рядами на координатних осях. Вектори зворотної ґратки \vec{g}_{11} і \vec{g}_{21} , також показані на рисунку, перпендикулярні відповідному сімейству рядів двовимірної прямої ґратки.

Варто зауважити, що на відміну від тривимірних кристалічних структур, симетрії поверхневих прямих і зворотних ґраток збігаються. Варто особливо підкреслити, що на відміну від тривимірного випадку, коли зворотна ґратка являє собою крапки у зворотному просторі, зворотна ґратка плоского кристала являє собою сукупність прямих ліній (стрижнів зворотної ґратки), які розташовані перпендикулярно площині кристала (і площині зворотної ґратки). Ці стрижні розташовуються у зворотному просторі періодично з векторами трансляції \vec{a}^* , \vec{b}^* . На рис. 13. стрижні зворотної ґратки розташовуються перпендикулярно площині рисунка й перетинають площину зворотної ґратки в точках, позначених темними кружками.

Цей результат можна одержати, якщо формально спрямувати період прямої ґратки в напрямку, перпендикулярному площині кристала (напрямок, паралельний вектору прямої тривимірної ґратки \vec{c}) до нескінченності при переході від тривимірної до двовимірної структури. Тоді період зворотної ґратки в напрямку вектора \vec{c} буде прагнути до нуля. Із цієї причини ряд вузлів зворотної ґратки в напрямку вектора \vec{c} перетворитися в прямі лінії. Ця особливість геометричного подання зворотної ґратки стає істотною при інтерпретації результатів дифракції електронів на двовимірних структурах.

Умови дифракції. Побудова Евальда



a - Хвильові вектори падаючих і розсіяних електронів; *b* - конус, на якому інтерференція призводить до посилення інтенсивності хвилі.

Поняття зворотної ґратки дозволяє в простій формі представити умови, при яких відбувається посилення електронних хвиль, відбитих від кристалічної ґратки. Розглянемо спочатку умову дифракції при розсіюванні електронів на одновимірному ланцюжку атомів. Нехай відстані між атомами a , хвильовий вектор падаючої хвилі \vec{k} перпендикулярний лінії атомів, хвильовий вектор розсіяної хвилі \vec{k}' складає кут θ із лінією атомів (рис. 14).

Як видно з рисунка 14а, різниця ходу електронних хвиль, розсіяних двома сусідніми атомами $\Delta = a \cdot \cos\theta$. Тоді умову посилення можна записати у вигляді:

$$a \cdot \cos\theta = n\lambda, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

де λ - довжина хвилі електронів.

Так як при розсіюванні енергія електрона не змінюється, то $\vec{k} = \vec{k}' = \frac{2\pi}{\lambda}$ і попередню рівність можна перетворити до виду:

$$ak' \cos\theta = ak'_a = a\Delta k_a = 2\pi n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

У виразі враховано, що добуток $k' \cos\theta$ є проекція хвильового вектора розсіяної хвилі на напрямок лінії атомів, що, у свою чергу, дорівнює проекції вектора розсіювання Δk_a або зміні хвильового числа k уздовж лінії атомів.

$$\Delta k_a = \frac{2\pi n}{a}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Тому що електронні хвилі розсіюються в різних напрямках, то максимуми лежать на поверхнях конусів з кутами $2\theta_n$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ і т.д. (рис. 14,б).

Двовимірне періодичне розташування атомів з постійними елементарної ґратки a і b буде, мабуть, давати дві умови дифракційних максимумів, які повинні виконуватися одночасно:

$$\Delta k_a = \frac{2\pi n_a}{a}, \quad n_a = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\Delta k_b = \frac{2\pi n_b}{a}, \quad n_b = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Ці умови називають *рівняннями Лауе* для дифракції на двовимірній решітці. Рівняння Лауе визначають ті напрямки вектора розсіяної електронної хвилі, для яких відбувається посилення інтенсивності. У правих частинах рівностей, як неважко помітити, записані вектори зворотної двовимірної ґратки з індексами Міллера $h = n_a$ і $k = n_b$. Отже, умова дифракції на двовимірній кристалічній решітці можна записати у вигляді однієї векторної рівності:

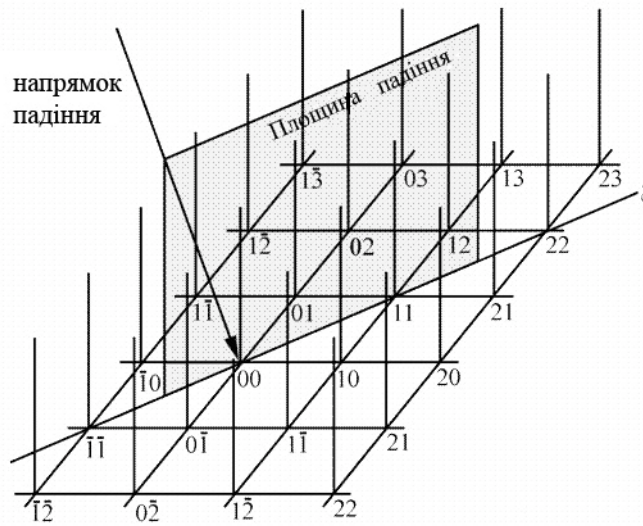
$$\Delta \vec{k} = \vec{g}_{hk} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^*.$$

Вектор $\Delta \vec{k}$, рівний різниці хвильових векторів **неуважної** й падаючої електронної хвилі, називають дифракційним вектором. Індеси $h=0$ і $k=0$ відповідають дзеркальному відбиттю електронів від поверхні. Відбитий промінь у цьому випадку називається 00-рефлексом або дзеркальним рефлексом.

Зручним графічним поданням рівняння (4.12) є модифікована версія побудови **сфери Евальда**. Для цієї побудови необхідно:

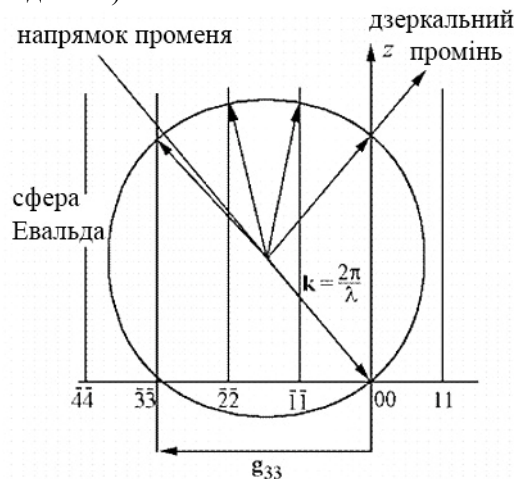
- у площині, паралельній поверхні, вибрати початок координат (крапка 00) і побудувати зворотну ґратку у вигляді стрижнів, що перпендикулярні поверхні кристала;
- з початку координат у напрямку падаючого променя проводиться пряма й на ній відкладається відрізок довжиною $2\pi/\lambda$, із центром у цій точці будують *сферу Евальда* радіусом $2\pi/\lambda$;
- точки перетинання цієї сфери зі стрижнями зворотної ґратки визначають напрямки дифракційних рефлексів.

На рис. 15 і 16 показаний приклад побудови сфери Евальда для двовимірної ґратки. На першому рисунку побудовані стрижні двовимірної зворотної ґратки, показаний напрямок падіння й площина падіння первинного електронного променя. Вектор \vec{k} , що визначає напрямок падаючого електронного променя, лежить у площині, перпендикулярній поверхні кристала й перетинає її в напрямку ξ . Кінець вектора \vec{k} перебуває на початку координат зворотної ґратки, що відповідає індексам Міллера 00.



Стрижні двовимірної зворотної ґратки.

На рис. показаний перетин сфери Евальда в площині падіння первинного електронного променя. Для будь-яких напрямків, у яких сфера радіусом $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ побудована з початку вектора \vec{k} перетинає стрижні зворотної ґратки, виконуються умови дифракції. Побудова залишається тривимірною, тому що падаючі й дифраговані промені поширюються в тривимірному просторі. Показано напрямки, у яких спостерігаються рефлексії тільки при відбитті електронних хвиль від поверхні кристала (дифракція на відбиття).



Перетин сфери Евальда в площині падіння променя первинних електронів.

Дифракція повільних електронів. Експериментальна техніка ДПЕ

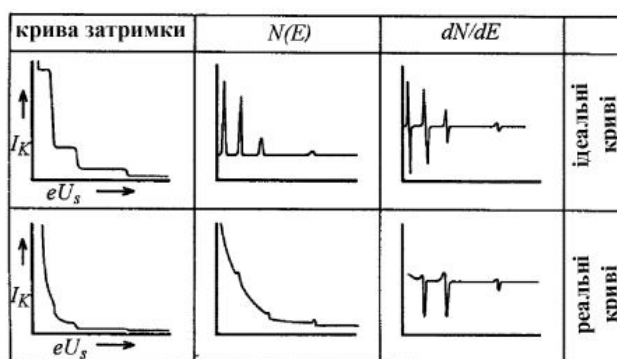
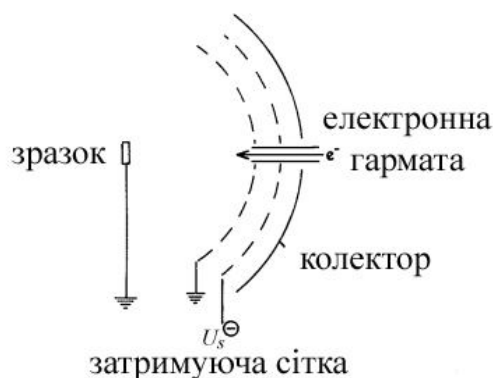
Дифракція повільних електронів (ДПЕ) - це найстарший із сучасних методів дослідження поверхні. Початок цьому методу поклали класичні досліди К. Девіссона й Л. Джермера, проведені в 1927 році, що послужили першим доказом хвильової природи електрона. Однак, широке застосування ДПЕ, як і інших методів дослідження поверхні, почалося із 60-х років у зв'язку з розвитком сучасної техніки надвисокого вакууму.

Повільними називаються електрони з енергією $10 \div 100$ еВ. Ця енергія є близькою по абсолютній величині з енергією зовнішніх оболонок атомів. Із цієї причини повільні електрони сильно взаємодіють із речовиною, добре розсіюються, у результаті чого середня довжина вільного пробігу становить усього $5 \div 10$ Å. Цим обумовлена поверхнева чутливість методу.

Внесок у дифракційну картину враховується тільки від пружно відбитих електронів. Оскільки при малих енергіях різниця в енергіях пружно відбитих і істинно вторинних електронів мала,

необхідно в експериментальній установці вживати заходів для відділення пружно відбитих електронів від непружно розсіяних.

Для спостереження дифракції повільних електронів застосовують сітковий сферичний аналізатор із затримуючим полем, який використовується для аналізу вторинних електронів в електронній спектроскопії.



Спрощена схема енергоаналізатора із затримуючим полем, крива затримки вторинних електронів і спектри, що одержані диференціюванням кривої затримки.

Електронна гармата 1 створює на зразку (мішені) 2 пучок із силою струму приблизно 1 мкА. Реєстрація розсіяних пружних електронів здійснюється за допомогою сферичного колектора 3, покритого люмінофором. Перед колектором розташовані 2-3 сферичні сітки 4. Потенціал першої сітки від зразка той же, що й у зразка. У цьому випадку електрони рухаються від зразка до колектора прямолінійно, не випробовуючи дії електричного поля. Наступні одна або дві сітки служать для уповільнення всіх електронів, крім пружно відбитих. Для цього на ці сітки подається потенціал, трохи менший потенціалу катода електронної гармати, у результаті чого сітки пропускають тільки пружно розсіяні електрони. Ці електрони потім проходять останню стадію прискорення в просторі між сітками й колектором, на який подається потенціал $+3 \div +5$ кВ. На колекторі в цьому випадку з'являється зображення дифракційної картини, яке можна спостерігати або "на просвіт", або "на відбиття" крізь сітки за зразком.

На цьому ж рисунку показані стрижні зворотної ґратки й побудова Евальда для даної геометрії експерименту. Із цієї побудови досить чітко видно, що дифракційна картина є проекція поверхневої зворотної ґратки.

Збільшення дифракційної картини в площині спостереження 5 визначається радіусом сфери Евальда, тобто енергією електронів і відстанню від зразка до колектора R . З малюнка одержимо, що міжплощинна відстань:

$$d_{hk} = \frac{R\lambda}{x_{hk}},$$

де довжина хвилі електронів λ залежить від їхньої енергії $\lambda = \sqrt{\frac{150}{E}}$. Тут довжина хвилі вимірюється в ангстремах, а енергія в електронвольтах.

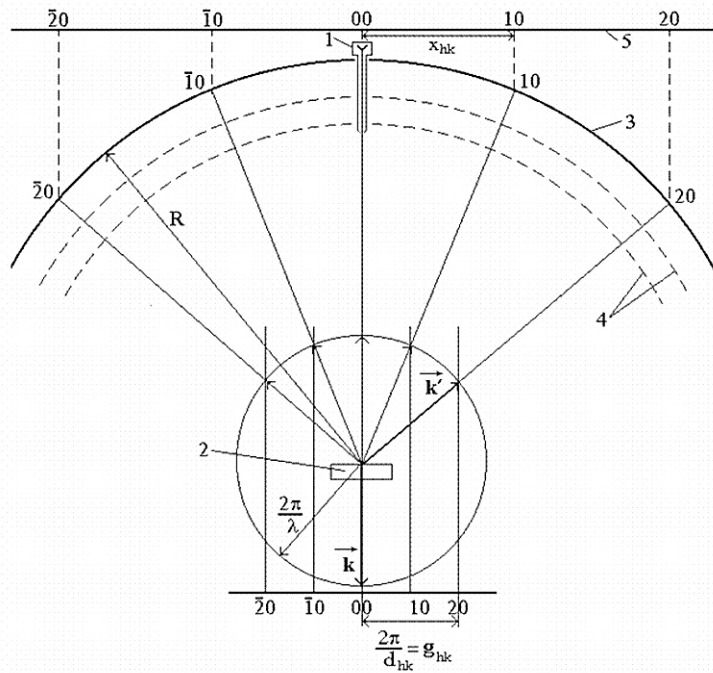


Схема електроннографа і побудова Евальда.

Аналіз геометрії дифракційної картини на основі наведених вище елементарних співвідношень дозволяє досить просто визначати періоди й симетрію поверхневої ґратки. У сучасних варіантах реєстрації максимумів дифракції для спостереження за екраном часто використовують відеокамеру. Аналіз відеосигналу із застосуванням комп'ютерної обробки дозволяє одержувати інформацію не тільки про положення рефлексів, але й про розподіл інтенсивності усередині кожного дифракційного максимуму, що збільшує інформативність методу.

Дифракція відбитих швидких електронів

Поверхнева чутливість методу ДПЕ визначається вибором низького значення енергії електронів. При нормальному падінні електронів із енергією 10÷100 кеВ поверхнева чутливість губиться. Однак, якщо швидкі електрони направити таким чином, щоб первинний промінь ковзав по поверхні кристала, то незважаючи на відносно більшу середню довжину вільного пробігу електронів, розсіювання відбитих електронів буде відбуватися в приповерхневій області. Поверхнева чутливість методу відбитих швидких електронів (ДВШЕ) обумовлена, у такий спосіб, геометрією експерименту. Геометрія методу ДВШЕ забезпечує гарний доступ до поверхні, чим обумовлена його популярність для контролю росту епітаксійних структур безпосередньо в процесі їхнього одержання методом молекулярно-променевої епітаксії.

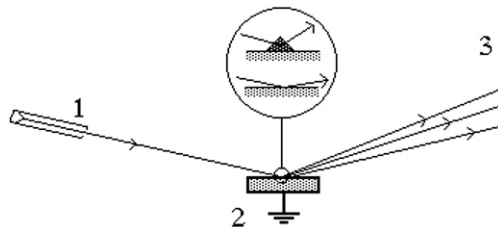


Схема експерименту для ДВШЕ: 1 - електронна гармата; 2 - зразок; 3 – екран.

Оскільки є велике розходження між енергією пружно розсіяних електронів і енергією електронів, що створюють фон непружного розсіювання, немає необхідності в ретельній енергетичній фільтрації розсіяних електронів. Немає також необхідності в повторному прискоренні цих електронів, тому що вони мають енергію достатню для збудження світіння люмінесцентного

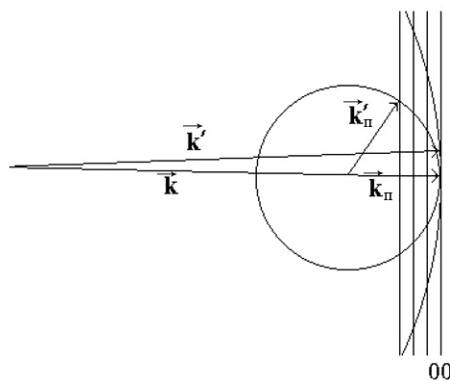
екрана. У зв'язку із цим, схема експерименту по дифракції відбитих швидких електронів має дуже простий вид (рис. 18).

Особливості дифракційної картини, що спостерігається на люмінесцентному екрані 3, у порівнянні із ДПЕ, обумовлені істотним розходженням в енергії електронів. Відповідно до співвідношення (4.14) довжина хвилі електрона $E_{эл}$ з енергією 150 еВ становить приблизно 1 Å. Для швидких же електронів з енергією ~ 15000 еВ $E_{эл} \sim 0,1$ Å. Тому сфера Евальда для швидких електронів дуже велика стосовно відстані між стрижнями зворотної ґратки (рис.19). Сфера Евальда в цьому випадку перетинає стрижні зворотної ґратки не в окремих точках, як це має місце при дифракції повільних електронів, а у вигляді смуги. Із цієї причини картини ДВШЕ представляються не окремими дифракційними плямами, а у вигляді дифракційних смуг. Слід зазначити, що ці смуги відповідають стрижням зворотної ґратки, що лежить поза площиною схеми, представленої на рис. 19.

Для електроннограм у методі ДВШЕ справедлива формула:

$$d = \frac{L\lambda}{r},$$

де r - подвоєна відстань між центром екрана й відповідною дифракційною смугою, d - міжплощинна відстань, L - відстань від зразка до екрана, λ - довжина хвилі електрона.



Порівняння побудов Евальда для швидких і повільних електронів. \vec{k} , \vec{k}' - хвильові вектори відповідно падаючих і розсіяних швидких електронів; \vec{k}_n , \vec{k}'_n - хвильові вектори повільних електронів.

Для виявлення повної двовимірної періодичності в методі ДВШЕ необхідно повертати зразок навколо нормалі до поверхні, тому що смугаста структура дифракційної картини дозволяє визначити міжплощинну відстань тільки для атомних рядів, розташованих у площині зразка перпендикулярно первинному електронному променю. Це є істотним недоліком методу в порівнянні з дифракцією повільних електронів. Відсутність повної кількісної теорії ДВШЕ, методів розрахунку по експериментальним інтенсивностям також істотно обмежують можливості методу в порівнянні із ДПЕ.

Зростання популярності методу ДВШЕ пов'язане з його чутливістю до якості мікроповерхні. Тривимірні кристалічні острівці, що приводять до шорсткості поверхні, сильно впливають на дифракційну картину. За рахунок розсіювання на мікронеоднорідностях поверхні змінюється інтенсивність і ширина рефлексів на дифракційній картині, з'являються додаткові дифракційні плями стосовно ідеально гладкої поверхні, обумовлені додатковою дифракцією на мікронеоднорідностях.

Однак, найбільш широко метод ДВШЕ застосовується в молекулярно-променевої епітаксії для дослідження осциляцій інтенсивності дзеркального променя відбитих електронів з метою контролю пошарового росту епітаксійних структур. Уперше цей ефект був виявлений в 1983 році при дослідженні епітаксійного росту арсеніду галію (GaAs). У процесі росту епітаксійної структури спостерігалися загасаючі осциляції інтенсивності дзеркального рефлексу з періодом, рівним часу заповнення одного моношару. Атомарно гладка поверхня дає максимальне значення інтенсивності дзеркально відбитого променя. Утворення сходів двовимірних острівців висотою в один атомний шар призводить до зменшення інтенсивності дзеркального рефлексу, що пов'язане з розсіюванням відбитого променя на сходах, що оточують двовимірні острівці. Зменшення інтенсивності відбувається до ступеня заповнення шару атомами рівного приблизно 0.5, а потім інтенсивність знову

починає зростати. Ріст інтенсивності пов'язаний зі зрощенням двовимірних острівців і збільшенню внаслідок цього гладкості поверхні. При ступені заповнення шару атомами рівному 1, коли поверхня знову стає атомарно гладкою, інтенсивність дзеркального рефлексу близька до свого початкового значення. Цей цикл зміни інтенсивності багаторазово повторюється в процесі росту наступних шарів, якщо утворення двовимірних зародків нового моношару починається після заповнення попереднього моношару. Відхилення від цього механізму призводить до зростання шорсткості поверхні й поступовому зменшенню амплітуди осциляцій.