

РОЗШИФРОВКА ЕЛЕКТРОНОГРАМ ВІД ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ЗРАЗКІВ КУБІЧНОЇ СИНГОНІЇ

Інтенсивність рефлексів на електронограмах. Кінетична теорія.

Амплітуда розсіяння. Розсіяння електронів відбувається на електростатичному потенціалі кристалічної ґратки $V_0(r)$, рентгенівських променів – на електронній густині атомів $\rho(r)$, а нейтронів – на дельтаподібному потенціалі ядерних сил $\delta(r)$. Різний характер взаємодії не приводить до суттєвих відмінностей в математичному апараті, який описує розсіяння рентгенівських променів речовиною і він може бути цілком перенесений для описання розсіяння електронів. Тільки замість електронної густини будемо користуватися електростатичним потенціалом кристалічної ґратки, який створюється ядрами атомів і електронами. Максимуми розподілу електростатичного потенціалу в кристалічній ґратці, як і електронної густини, відповідають центрам знаходження ядер атомів. Це дає можливість, знаючи розподіл $V_0(r)$ в елементарній комірці, визначити координати атомів.

Розглянемо розсіяння електронів одним атомом, який характеризується розподілом електричного потенціалу $V_i(r)$. У випадку кінематичної теорії ми будемо брати тільки первинний пучок електронів, який являє собою просту монохроматичну хвилю з хвильовим вектором $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, розсіяний пучок електронів з хвильовим вектором k . Різниця фаз двох променів розсіяних атомом, в початку координат і в точці, що характеризується радіус-вектором \vec{r}_i рівна $(\vec{k} - \vec{k}_0) \vec{r}_i$.

Тоді атомна амплітуда розсіяння електронів $f(S)$ запишеться

$$f(S) = C \int_{\text{атом}} V(r_i) e^{i(\vec{k} - \vec{k}_0) \vec{r}_i} d\tau_r, \quad (17)$$

або

$$f(S) = C \int_{\text{атом}} V(r_i) e^{i(\vec{S} \vec{r}_i)} d\tau_r, \quad (18)$$

де $\vec{S} = \vec{k} - \vec{k}_0$, а множник C , який далі будемо опускаати, описує характер взаємодії і у випадку розсіяння електронів $C = \frac{2\pi^2 m e^2}{h^2}$, $C = \frac{e^2}{m c^2}$

Таким чином, значення амплітуди розсіяння $f(S)$ можна розглядати, як розподіл величини $f(S)$ в просторі вектора \vec{S} – так званому оберненому просторі.[5]

По абсолютній величині вектор $|\vec{S}| = |\vec{k} - \vec{k}_0| = \frac{4\pi \sin \vartheta}{\lambda}$, оскільки зовні атома з достатньою точністю можна записати $|\vec{k}| = |\vec{k}_0| = \frac{2\pi}{\lambda}$, а кут між первинним і відбитим променями рівний 2ϑ (рис.).

Вираз (18) є інтеграл Фур'є і до нього можна застосувати Фур'є перетворення, що дає можливість знайти розподіл потенціалу в атомі, якщо відома атомна амплітуда розсіювання $f(S)$:

$$V(r_i) = \frac{1}{8\pi^3} \int f(S) e^{-i(\vec{S} \vec{r}_i)} d\tau_s \quad (19)$$

Якщо припустити сферичну симетрію розподілу потенціалу $V_i(r)$ в атомі, що для більшості випадків відповідає дійсності, тобто вважати, що $V_i(r)$ залежить тільки від довжини вектора \vec{r}_i і не залежить від напрямку, то вираз (18) в сферичних координатах запишеться:

$$f_e(S) = -\frac{8\pi^2 me^2}{h^2} \int V(r_i) 4\pi r^2 \frac{\sin Sr}{Sr} dr \quad (20)$$

Із формули (20) випливає, що атомна амплітуда розсіяння електронів $f_e(S)$ є також сферично симетричною. Графіки залежності величини атомної амплітуди розсіяння від $\frac{\sin\vartheta}{\lambda} = \frac{S}{4\pi}$ називаються f - кривими. Хід f - кривих при малих значеннях S буде різний для розсіяння електронів на нейтральному атомі, аніоні і катіоні (рис.), що дає можливість використовувати дані електронографічного аналізу для визначення перерозподілу валентних електронів в елементах при утворенні кристалу.

Значення атомних амплітуд розсіяння електронів можна виразити через амплітуди розсіяння рентгенівських променів

$$f_p(S) = 4\pi \int \rho(r) \frac{e^2}{mc^2} r^2 \frac{\sin Sr}{Sr} dr \quad (21)$$

використавши те, що розподіл електростатичного потенціалу в атомі зв'язаний з розподілом електронної густини рівнянням Пуасона

$$\nabla^2 V(\vec{r}_i) = -4\pi e [\rho_+(\vec{r}) - \rho_-(\vec{r})] \quad (22)$$

Виразивши електростатичний потенціал атома $V_i(\vec{r})$ і електронну густину $\rho(r)$ через значення атомних амплітуд після деяких перетворень одержимо:

$$f_e(S) = \frac{8\pi^2 me^2}{h^2} \left(\frac{Z - f_p(S)}{S^2} \right) \quad (23)$$

де Z - атомний номер елемента.

Формулу (23) можна записати і у вигляді:

$$f_e(S) = \frac{2}{r_B} \left(\frac{Z - f_p(S)}{S^2} \right) \quad (24)$$

де $r_B = \frac{h^2}{4\pi^2 me^2}$ - борівський радіус водню. В електронографії для вимірювання атомної функції розсіяння користуються протонною одиницею, тобто амплітудою розсіяння одиничним протоном ($Z=1, f_p(S)$).

Значення $f_e(S)$ приведені в книзі Б.К.Вайштейна [5] і вважаються досить надійними при $\frac{\sin\vartheta}{\lambda} > 0.05$. При менших значеннях $\frac{\sin\vartheta}{\lambda}$ точність значень $f_e(S)$ є недостатньою, що утруднює використання їх в електронній мікроскопії, коли суттєвим стає значення $f(S)$ при $S \rightarrow 0$.

Атомна амплітуда розсіяння електронів по абсолютній величині в 10^3 раз більша від значення атомної амплітуди для рентгенівських променів. Так як інтенсивність структурних максимумів пропорційна $|f_e(S)|^2$, то експозиції в електроннографії зменшуються в порівнянні з експозиціями в рентгенографії в сотні раз і становлять секунди.

Із формули (24) випливає, що атомна амплітуда розсіяння електронів слабше залежить від атомного номера елемента, як це має місце при розсіянні рентгенівських променів, що дає можливість більш ефективно використовувати електроннографічні дані для дослідження кристалічних структур, які складаються із легких та важких атомів. Так, наприклад, З.Г.Піскер із співробітниками визначили положення атомів азоту в нітридах молібдену і вольфраму.[11,12] Разом з тим слабка залежність атомної амплітуди розсіювання від порядкового номера елемента утруднює використання електроннографічного аналізу для вивчення надструктур в сплавах, компоненти яких мало відрізняються порядковими номерами.

Внаслідок того, що величина атомної амплітуди розсіювання електронів різко спадає при збільшенні $\frac{\sin\vartheta}{\lambda}$, в електроннографії не можливо одержати рефлекси з великими значеннями кута ϑ .

Розсіяння електронів на елементарній комірці. Структурний фактор. Якщо в елементарній комірці міститься i атомів на віддаль r_i , то розсіяння електронів елементарною коміркою можна записати:

$$A_0 = \frac{\exp(2\pi i r)}{r} \sum_i f_i(S) e^{i(\tilde{s}r_i)} \quad (25)$$

або

$$A_0 = \frac{\exp(2\pi i r)}{r} F(S) \quad (26)$$

де

$$F(S) = \sum_i f_i(S) e^{i(\tilde{s}r_i)} \quad (27)$$

є структурний фактор.

Множник, який стоїть перед знаком суми в (25) враховує інтенсивність амплітуди розсіяння на віддалі r . Формулу (25) можна переписати і в іншому вигляді, якщо підставити значення $f(S)$ із (18).

$$A_0 = \frac{2\pi^2 me^2}{h^2} \frac{\exp(2\pi i r)}{r} \int_{\tau} V(r_i) e^{i(\vec{S}\vec{r}_i)} d\tau_i \quad (28)$$

звідки

$$F(S) = \frac{2\pi me}{h^2} \int_{\tau_i} V(r_i) e^{i(\vec{S}\vec{r}_i)} d\tau_i \quad (29)$$

Із (29) випливає, що структурний фактор пропорційний Фур'є-образу потенціалу, що дає можливість записати:

$$F_{hkl} = \frac{2\pi me}{h^2} V_{hkl}, \quad (30)$$

де V_{hkl} - відповідні коефіцієнти Фур'є потенціалу ґратки.

Для елементарної комірки \vec{r}_i є значення векторів атомів базису комірки

$$\vec{r}_i = x_i \vec{a} + y_i \vec{b} + z_i \vec{c} \quad (31)$$

де $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ - осьові вектори прямої ґратки, x_i, y_i, z_i - координати атомів базису, визначені в частках осьових векторів.

Вектор \vec{S} рівний:

$$\vec{S} = 2\pi \vec{H} = 2\pi (h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*) \quad (32)$$

де $\vec{a}^*, \vec{b}^*, \vec{c}^*$ - вектори оберненої ґратки, hkl - кристалографічні індекси.

Використовуючи властивість векторів прямої і оберненої ґратки, [15,16] структурний фактор запишеться:

$$F_{hkl} = \sum_i f_i(S) e^{2\pi i(hx_i + ky_i + lz_i)} \quad (33)$$

Якщо елементарна комірка містить атоми одного сорту, то

$$F_{hkl} = f(S) \sum_i e^{2\pi i(hx_i + ky_i + lz_i)} \quad (33a)$$

Правила погасання. Із виразу (33) видно, що структурна амплітуда для кристалічних ґраток, які містять один атом в комірниці рівна $f(S)$. Якщо елементарна комірка містить декілька атомів, то в залежності від значень hkl і $\vec{a}^*, \vec{b}^*, \vec{c}^*$ вираз $e^{2\pi i \sum_i h x_i}$ $i=1,2,3$ може дорівнювати ± 1 , що приведе до того, що структурний фактор для деяких індексів hkl буде рівний нулю, виникає так зване погасання. Знаючи координати базисних атомів в елементарній комірниці можна встановити правила

погасання для будь-якого типу кристалічної ґратки. Так, наприклад, для об'ємоцентрованої ґратки координати атомів такі: $000, \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$.

Коли ґратка складається з однакових атомів, то

$$F_{hkl} = f(S) [1 + e^{\pi i(h+k+l)}] \quad (34)$$

Із формули (34) видно, що при $(h+k+l) = 2n$ структурний фактор $F_{hkl} = 2f(S)$; при $(h+k+l) = 2n+1$, $F_{hkl} = 0$, $n = 1, 2, 3, \dots$

Для гранецентрованої кубічної ґратки дифракційні рефлекси будуть існувати тоді, коли індекси hkl будуть всі парні, або всі непарні. Аналогічні правила погасання існують для інших типів кристалічної ґратки. [10]

Аналіз умов погасання дає надзвичайно цінну інформацію при визначенні типу кристалічної ґратки.

Для кристалів які складаються із атомів різного сорту правила погасання будуть більш складними, оскільки розсіююча здатність для атомів буде різною і структурний фактор для "недозволених" максимумів не рівний нулю (виключення складають неупорядковані тверді розчини заміщення). Але і в цьому випадку аналіз інтенсивності структурних максимумів в залежності від hkl дає надзвичайно цінну інформацію про тип кристалічної ґратки. Інтенсивність "недозволених" максимумів може бути дуже малою у тому випадку, коли кристал містить однакову кількість атомів сорту А і сорту В, а розсіюючі здатності їх майже рівні.

Розсіяння електронів на елементарній коміріці. Температурний фактор.
Розглядаючи питання про розсіювання електронів на кристалічній ґратці, ми вважали, що атоми в твердому тілі закріплені в положенні рівноваги. Насправді атоми перебувають у безперервному тепловому русі навколо центра рівноваги. Величина амплітуди цих коливань залежить від температури, при якій знаходиться тіло, а максимальна частота зв'язана з характеристичною температурою θ і масою m наступним співвідношенням:

$$v_{\max} = \frac{\kappa\theta}{h} \quad (35)$$

де κ - стала Больцмана, h - стала Планка.

Характер коливань атомів в кристалічній ґратці визначається типом хімічного зв'язку і кристалічною будовою ґратки. У молекулярних кристалах він анізотропний. У випадку металів коливання атомів можна вважати ізотропними і їх характер досить добре описується гаусівським розподілом, що дає змогу записати температурний фактор у наступному вигляді:

$$f_{\phi}(S) = e^{-\bar{u}^2 S^2} = e^{-2M} \quad (36)$$

$$M = \frac{8}{3} \pi^2 \bar{u}^2 \frac{\sin^2 \vartheta}{\lambda^2} \quad (37)$$

де $\sqrt{\bar{u}^2}$ - середнє квадратичне зміщення атомів із положення рівноваги, а середнє квадратичне зміщення атомів вздовж певної осі координат рівне $\frac{\sqrt{\bar{u}^2}}{3}$.

Середнє квадратичне зміщення атомів з положення рівноваги можна виразити через граничну частоту і температуру тіла T :

$$\bar{u}^2 = \frac{\kappa T}{4\pi^2 m \vartheta_{sp}} \quad (38)$$

Це дає можливість визначити величину M через характеристичну температуру:

$$M = \frac{6h^2}{mk\theta} \left\{ \frac{f\left(\frac{\theta}{T}\right)}{\frac{\theta}{T}} + \frac{1}{4} \right\} \frac{\sin^2 \vartheta}{\lambda^2}, \quad (39)$$

де $f\left(\frac{\theta}{T}\right)$ так звана функція Дебая, значення якої приведені.

Звідки

$$3\bar{u}^2 = \frac{6h^2}{8\pi mk\theta} \left\{ T \left(\frac{\theta}{T} \right) + \frac{1}{4} \right\} \quad (40)$$

або

$$3\bar{u}^2 = \frac{6h^2 T}{8\pi mk\theta^2} \left\{ f\left(\frac{\theta}{T}\right) + \frac{\left(\frac{\theta}{T}\right)}{4} \right\} \quad (41)$$

Якщо у (41) підставити значення постійних, m виразити через масу водню $1.66 \cdot 10^{-24}$ г та атомну вагу A і прийняти, що

$$\left\{ f\left(\frac{\theta}{T}\right) + \frac{\frac{\theta}{T}}{4} \right\} \approx 1 \quad (42)$$

то для \bar{u}^2 при $T = 293$ °К одержимо:

$$\bar{u}^2 \approx \frac{1.4 \cdot 10^5}{A\theta^2} \quad (43)$$

що дає змогу оцінити характеристичну температуру, коли відоме середнє квадратичне зміщення і навпаки.

Величина $\sqrt{u^2}$ коливається в межах від 0.10 до 0.50Å. Для алмазу вона рівна 0.02Å, для іонів натрію і хлору в кристалічній ґратці NaCl в залежності від температури $\sqrt{u^2}$ рівне: 0.152Å – Na і 0.133Å – Cl при T=86°K; 0.242Å для Na і 0.218Å для Cl при 290°K; 0.315Å і 0.283Å відповідно для Na і Cl при температурі 500°K [16]. Величини теплових зміщень атомів Ca, La, Cl, Pr, Nd, Vb, Th, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Lu, Ur і в сполуках з бором приведені в роботах [17,18].

Типи електронограм та їх інформативність

Електронограми від полікристалів. Електронограми з суцільними дифракційними максимумами найбільш придатні для структурних досліджень. З їх допомогою можна проводити фазовий якісний і кількісний аналізи, визначати параметри кристалічної ґратки, встановлювати тип кристалічної ґратки і розміщення атомів у ній. Електронограми можна з успіхом використовувати для досліджень субструктури, динаміки кристалічної ґратки тощо.

Електронограми від полікристалу найбільш зручні для мікрофотометричних вимірювань інтенсивностей дифракційних максимумів. У них майже відсутні ефекти двомірної дифракції і багатократного відбиття. Для полікристалічного зразка не існує “мертвої зони” і це дає змогу повною мірою використовувати правила погасання для визначення типу кристалічної ґратки. Дифракційні максимуми від полікристалічного зразка чіткі, що сприяє більш точному визначенню параметрів кристалічної ґратки. Однак інформація, яку можна одержати із дифракційної картини полікристалічного зразка, є цінною лише в тому випадку, коли відомі кристалографічні індекси дифракційних максимумів.

Електронограми від монокристалів і текстур. У попередніх параграфах зазначалось, що сфера Евальда у випадку дифракції швидких електронів має набагато більший радіус, ніж період оберненої ґратки. У зв'язку з цим набагато полегшується розв'язання однієї з головних задач структурного аналізу, а саме визначення типу симетрії та точкової групи досліджуваного кристалу. Такий аналіз особливо спрощується, якщо електронограми являють собою перерізи по координатних площинах. Важливим удосконаленням техніки одержання електронограм є мікродифракційна методика. Її застосування дає змогу виявляти орієнтаційні співвідношення у багатофазних матеріалах, аналізувати процеси двійникування та утворення дефектів упаковки. При цьому можна досліджувати об'єкти розміром менше 1м, що неможливо зробити рентгенівською методикою. Електронографічний мікродифракційний спосіб незмінний для дослідження процесів епітаксiального нарощування тонких плівок. За допомогою електронограм від текстурованих зразків вивчається характер процесів пластичної деформації, а у випадках косих текстур визначається тип ґратки та її параметри.

Електронограми від аморфних речовин. У випадку дисперсних фаз, особливо коли розміри зерен менші 1 м, спостерігається розширення рентгенівських ліній, що описується формулою Селякова-Шеррера

$$\beta = \frac{k\lambda}{B \cos O} \quad (44)$$

Якщо матеріал має зерна, менші ніж 500Å, то рефлексії стають такими широкими, що можуть перекриватися. Ідентифікувати такі речовини рентгенівським методом дуже важко або навіть неможливо. Для електроннограм ефективно розширення ліній має місце при розмірах кристалітів порядку десятків ангстрем. Звідки випливає, що електроннографічний метод дає змогу точно визначати чи дійсно речовина аморфна, чи маємо справу з мілкодисперсною кристалічною структурою. Оскільки експозиція електроннограм займає невеликий відрізок часу, з'являється можливість вивчати кінематику переходу від аморфного до кристалічного стану, проводити розрахунок параметрів аморфної структури в процесі фазового переходу.

Розшифровка електроннограм від полікристалів

Для знаходження кристалографічних індексів hkl використовують квадратичну форму для кубічних кристалів

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} \quad (45)$$

і основне рівняння електроннографії

$$rd = L\lambda \quad (46)$$

Тут d-міжплощинна відстань; a-постійна кристалічної ґратки; Lλ - постійна приладу; r-радіус дифракційного кільця. Підставивши (5) в (45), одержимо

$$\frac{r^2}{(L\lambda)^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2},$$

звідки

$$r^2 = \left(\frac{L\lambda}{a}\right)^2 (h^2 + k^2 + l^2) = A(h^2 + k^2 + l^2) \quad (19)$$

Формула (46) дає змогу, вимірявши радіуси дифракційних кілець, проіндексувати електроннограму. Індексуння електроннограм полегшується тим, що кубічні кристали дають мало дифракційних максимумів, і їх розміщення відповідає певним закономірностям, які випливають із правил погасання для кубічних кристалів.

Справді, інтенсивність дифракційного максимуму пропорційна квадрату структурної амплітуди, яку в загальному вигляді можна записати

$$F = \sum_i f_i e^{2\pi i(hx+ky+lz)} \quad (47)$$

де f_i - атомний фактор розсіяння; x, y, z - координати атомів.

Із формули (47) видно, що для примітивної кубічної ґратки з координатами атома 000 структурна амплітуда не дорівнюватиме нулеві при всіх значеннях кристалографічних індексів; для об'ємцентрованої кубічної ґратки (координати 000, $\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$) структурна амплітуда відмінна тоді від нуля, коли сума кристалографічних індексів дорівнює парному числу. У гранецентрованій ґратці координати атомів 000, $\frac{1}{2}\frac{1}{2}0$, $\frac{1}{2}0\frac{1}{2}$, $0\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ і структурна амплітуда не дорівнюватиме нулеві за умови, що всі індекси парні або непарні. Аналогічні правила погасання можна встановити і для інших кубічних ґраток, наприклад для ґратки типу алмазу, типу NaCl тощо. Ці закономірності дають змогу, аналізуючи відношення квадратів радіусів дифракційних максимумів, визначити тип кристалічної ґратки.

Для примітивної кристалічної ґратки відношення радіусів дифракційних кілець містить усі цифри натурального ряду, починаючи з 1, крім 7, 15, 23-ї і так далі, для об'ємцентрованої кубічної ґратки ця послідовність така: 2:4:6:8:12:14..., гранецентрованої - 3:4:8:11:12:16:19..., ґратки типу алмазу - 3:8:11:16:19:24:27... .

Такі закономірності у розміщенні дифракційних максимумів на електроннограмі дають змогу при відповідних експериментальних навиках визначити на око тип кристалічної ґратки, що значно полегшує, справу індексування. Отже, при індексуванні електроннограм від полікристалічних зразків кубічних сингоній суттєвим є тільки правильний вибір кристалографічних індексів для першого дифракційного максимуму, подальше індексування дифракційних максимумів не становить ніяких труднощів.

Для більш складних випадків можна користуватися графічним методом індексування рентгенограм, який зводиться до розв'язання рівняння

$$r = \frac{L\lambda}{a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \quad (48)$$

Коли на графіку відкласти вздовж осі ординат значення r , а вздовж осі абсцис значення $\frac{L\lambda}{a}$, то відповідно до формули (5) для кожного значення послідовності

$\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$ залежність $r\left(\frac{L\lambda}{a}\right)$ буде зображатися прямою лінією, яка проходить через початок координат і має свій нахил залежно від величини $\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$.

Для індексування електроннограм значення r відкладають на смужку паперу у масштабі графіка, а потім її переміщують паралельно осі ординат до суміщення рисок смужки з прямими із графіку. Таке суміщення дає змогу встановити індекси кристалографічної площини, від якої одержують дифракційне кільце, а перетин її з віссю абсцис - значення постійної кристалічної ґратки. Це значення пізніше уточнюється аналітичним методом за формулою (48).

Індексування електроннограм можна здійснити і за допомогою логарифмічної лінійки. Для цього вираз (48) прологарифмують

$$\log r = \log \frac{L\lambda}{a} + \frac{1}{2} \log(h^2 + k^2 + l^2)$$

Далі на одній смужці паперу відкладають значення $\frac{1}{2}\log(h^2 + k^2 + l^2)$ для всіх комбінацій hkl, починаючи з $\sum h^2 = 1$, а на другій смужці у тому ж масштабі відкладають значення $\log r$, знайдені з вимірювання електронोगрамі. Накладаючи смужки одна на одну, знаходять таке їх взаємне розміщення, коли відмітки на обох смужках збігаються.

На лінійці де відкладено $\frac{1}{2}\log(h^2 + k^2 + l^2)$, читають значення кристалографічних індексів. Постійну кристалічної ґратки визначають аналітичним методом.

Хід роботи

1. Одержати електронोगраму від полікристалічного зразка кубічної модифікації.
2. Побудувати графік залежності $r = f\left(\frac{L\lambda}{a}\right)$ або логарифмічну лінійку.
3. Знайти значення r , вимірявши відстань між дифракційними максимумами на електронोगрамі у взаємоперпендикулярних напрямках. Вимірювання проводити не менше трьох разів.
4. Дані вимірювання занести в таблицю.

№ n/n	I	$\frac{r_2 + r_1}{2}$	$\frac{r_2 + r_1}{2}$	$\frac{r_2 + r_1}{2}$	$r_{сер}$	$\log r_{сер}$	hkl	a

5. Графічним методом знайти індекси дифракційних максимумів. Аналітичним методом знайти значення постійної кристалічної ґратки.

Список літератури

1. Вайнштейн Б.К. Структурная электронограмма. М., Изд-во АН СССР, 1956.
2. Кушта Г.П. Рентгенография металів. Вид-во Львів.ун-ту, 1959.

Контрольні запитання

1. Які завдання структурного аналізу вирішуються за допомогою електронोगрам від полікристалу?
2. Записати структурні амплітуди:
 - для кубічної об'ємоцентрованої ґратки;
 - для кубічної гранцентованої ґратки;
 - для кубічної ґратки типу NaCl
 - для кубічної ґратки типу алмазу;
 - для кубічної ґратки типу цинкової обманки.
3. Записати правила погасання для цих ґраток.

4. У чому полягає суть індексування електроннограми від кубічних кристалів графічним і аналітичним методами?
5. Яка точність визначення постійної кристалічної ґратки кубічних кристалів електрографічним методом?