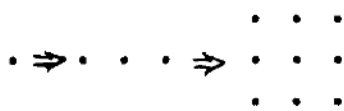
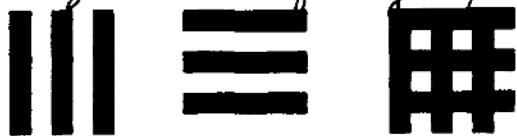
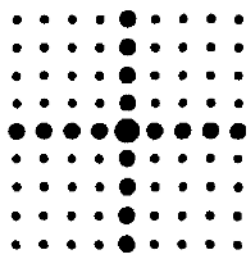


Дифракція на двовимірній періодичній структурі.
 Накладають 2 дифр. ґратки так, щоб їх узимки
 були взаємно перпендикулярні:

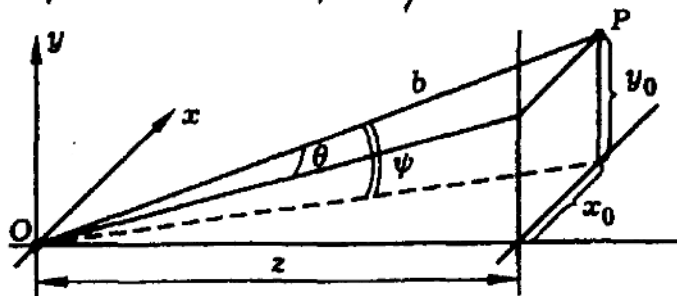


а.



б.

В результаті виникає дифр. картинка (рис. б).
 Знайдемо напрямки на головні дифр. макс дифракц.
 картини, яка отримується на 2-вимірній структурі:



P -точка спостер.
 має декартові
 координ. x_0, y_0
 та кутові коорд.
 θ та ψ .

По аналогії з 1-вимірною періодичною структурою:

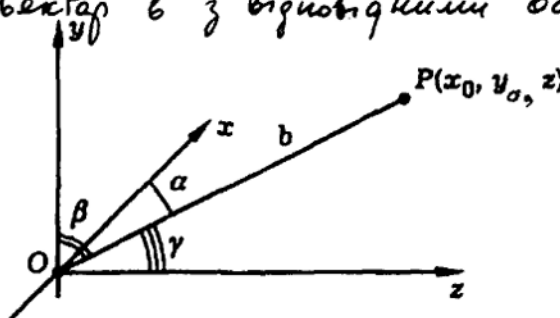
$$(1) \quad \left. \begin{aligned} \sin \theta &= m_1 \lambda / d_1 \\ \sin \psi &= m_2 \lambda / d_2 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Умови головних} \\ \text{максимумів} \end{array}$$

де d_1, d_2 - періоди дифр. ґратки вздовж осі x
 та осі y , відповідно;

m_1, m_2 - цілі числа: $0, \pm 1, \pm 2, \dots$

З рис. видно, що $\sin \theta = \frac{x_0}{z}$; $\sin \psi = \frac{y_0}{z}$

Введено 3-вимірну систему відліку: координата г. р. \vec{r} замінено через кути α, β, γ , які складає радіус-вектор \vec{b} з відповідними осями (див. рис.):



$$\cos \alpha = \frac{x_0}{b} = \sin \vartheta$$

$$\cos \beta = \frac{y_0}{b} = \sin \psi$$

$$\cos \gamma = \frac{z}{b}$$

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$$

В цих зміжних напрям на головні максимуми буде виражений формулами:

$$d_1 \cdot \cos \alpha = m_1 \cdot \lambda; \quad d_2 \cdot \cos \beta = m_2 \cdot \lambda \quad (2)$$

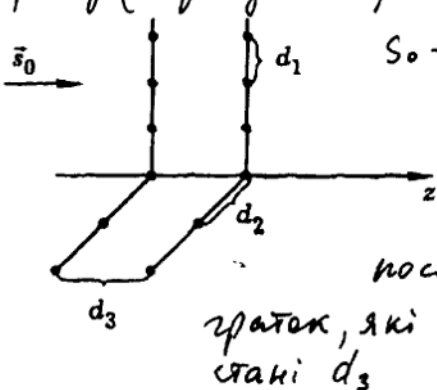
Дифракція на тривимірній періодичній структурі.

Дифракція рентгенівських променів в кристалах.

Для кристалів $d \sim \text{нА}$. Світло має $\lambda \sim 10^4 \text{ \AA}$. \Rightarrow Дифракції бути не може.

Але для рентген. випромінювання $\lambda \sim \text{нА}$!

Будемо вважати, що елементарна комірка кристала має форму прямокутного паралелепіпеду з довжиною ребер (періодами решітки): d_1, d_2, d_3 (див. рис.):

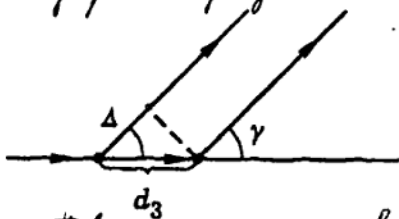


s_0 - одиничний вектор напрямку падаючої хвилі

3-вимірну кристалічну ґратку можна розглядати як послідовність 2-вимірних площинних ґраток, які відстають одна від одної на відстані d_3

Скористатись (2) можна, але це ще не дає гарантій, що у відповідних напрямках α та β будуть максимуми дифр. макс. Це буде ще залежати від того, як будуть інтерферувати між собою хвилі, які дифрагують на різних атомних площинах.

Умова інтерференції, підсилення хвиль, які йдуть від двох сусідніх атомних площин, має вигляд



$$\Delta = d_3 - d_3 \cdot \cos \gamma = m_3 \cdot \lambda \quad (3)$$

Якщо виконується (3), то хвилі будуть додаватися у фазі та підсилюватись.

Повна система рівнянь для кутів α, β, γ , які визначають напрямки на головні макс для плоскої хвилі:

$$(2)+(3) \Rightarrow \begin{cases} d_1 \cdot \cos \alpha = m_1 \cdot \lambda \\ d_2 \cdot \cos \beta = m_2 \cdot \lambda \\ (4) \left\{ \begin{aligned} d_3 (1 - \cos \gamma) &= m_3 \cdot \lambda \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1 \end{aligned} \right. \end{cases}$$

Рівняння Лауе
для випадку, коли хвиля падає на кристал і розповсюджується вздовж осі z , яка \perp атомній площині кристалу

Для довільного напрямку падаючої хвилі ($\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$) відносно осей x, y, z рівняння Лауе має вигляд:

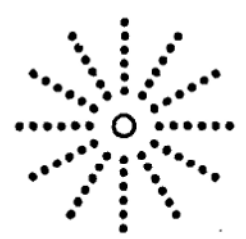
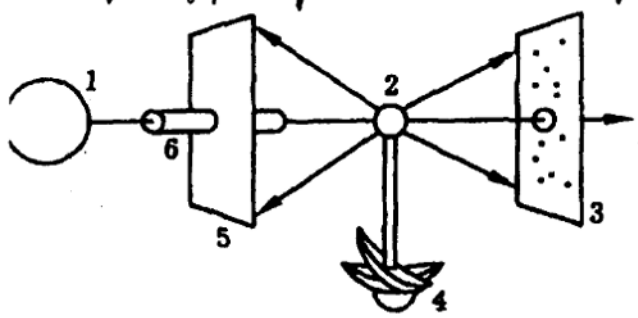
$$(5) \left\{ \begin{aligned} d_1 (\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= m_1 \cdot \lambda \\ d_2 (\cos \beta - \cos \beta_0) &= m_2 \cdot \lambda \\ d_3 (\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= m_3 \cdot \lambda \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1 \end{aligned} \right.$$

Можна вилучити із (5) кути α, β, γ . Отримуємо:

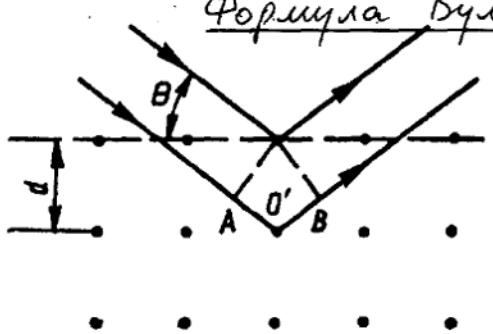
$$\left(\frac{m_1 \cdot \lambda}{d_1} \right)^2 + \left(\frac{m_2 \cdot \lambda}{d_2} \right)^2 + \left(\frac{d_3 - m_3 \cdot \lambda}{d_3} \right)^2 = 1 \quad (6)$$

Система (5) має розв'язок лише для деяких ви-
значених значень λ та визначених напрямків пада-
ючої хвилі відносно осей кристалу.

Тому на практиці використовують рентген. випром.
з широким спектром або обертують кристал віднос-
но монохроматичного джерела за допомогою гоніо-
метра. (див. рис. а). Отримують лауеграму (див.
рис. б).



Формула Вульфа - Бреггів.



θ - кут скоєнання (кут,
доповнює кут падіння
до 90°)

Різниця ходу $\Delta = AO' + O'B = 2d \cdot \sin \theta$

Для інтерференційного підсилення необхідно, щоб

(7) $\Delta = 2d \cdot \sin \theta = m \lambda$

Формула Вульфа - Бреггів
 $m = 1, 2, 3, \dots$

При довільному падінні монохроматичного променя на кристал дифракція не виникає. Необхідно, повертаючи кристал, знайти такий кут θ .

Наприклад: кристал кальцита CaCO_3 з $d = 3.029 \text{ \AA}$; падає випромін. з $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$; для $\text{max } I$ порядку $\theta = \arcsin(\lambda/2d) \approx 14^\circ 40'$

2 напрямки застосування (Т):

1. Рентгеноструктурний аналіз: по вимірі λ визначають θ та m і розраховують d -міжплоск. відстань.
2. Рентгенометалографія: по вимірі кристалічної структури (d) визначають θ та m і розраховують необхідну λ навантаження випромінювання.

Лінза, як елемент, який виконує просторове перетворення Фур'є

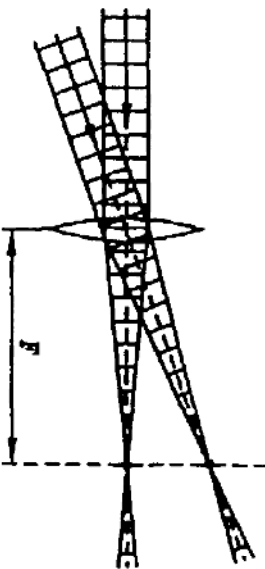
Лінза збирає паралельні промені світла в точку, яка розташована в

фокальній площині.

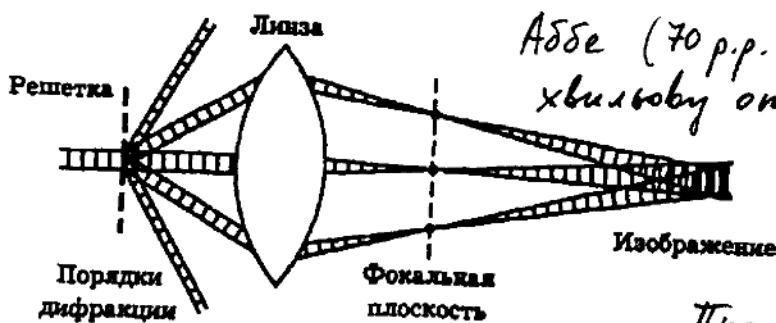
Рентгенівське світло в фокальній площині надбудує

форму просторового

спектру нонд, яке капає на лінзу.



Формування оптичного зображення. Теорія Аббе



Аббе (70 р.р. XIX ст.) ввів хвильову оптику в прикладну оптику.

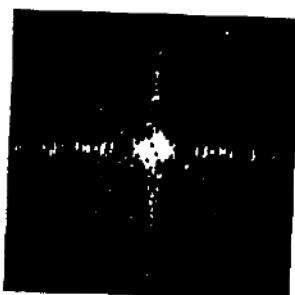
За Аббе:

Процес формування лінзою оптичного зображення можна розділити на 2 етапи:

- фур'є-аналіз хвильового поля об'єкта;
- фур'є-синтез зображення.



а.



б.

а - оптичне зображення;

б - просторовий спектр цього зображення.

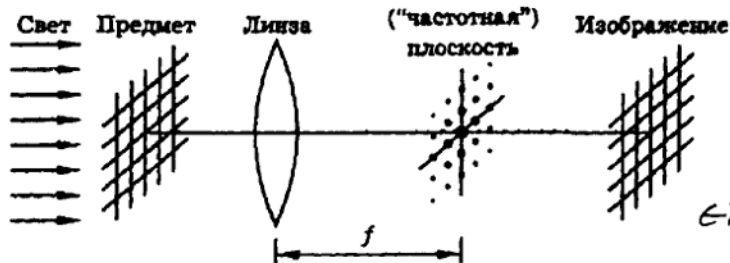
Важливу роль грає фокальна площина, в якій утворюється просторовий спектр поля, яке падає на лінзу.

Теорія Аббе несе в собі ідею обробки зображення шляхом дії на просторовий спектр зображення:

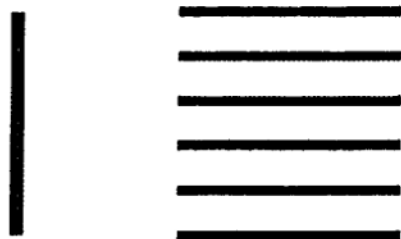
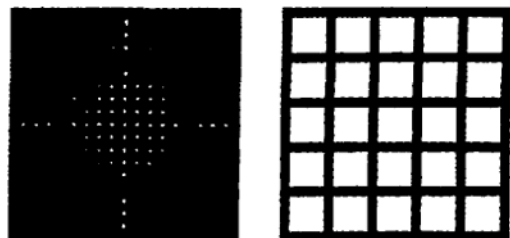
- розміщення в фокальній площині лінзи діафрагми або екрану відповідної форми може привести до такого перетворення фур'є-спектру зображення, при якому потрібні деталі зображення будуть підкріплені, а завади усунені. Ця операція називається просторовою частотною фільтрацією оптичних полів.

Дослід Аббе-Портера

Світло - когерентне



Фур'є-спектр має систему плям. Розмір окремої плями визначається розміром ґратки, а відстань між плямами - періодом ґратки.

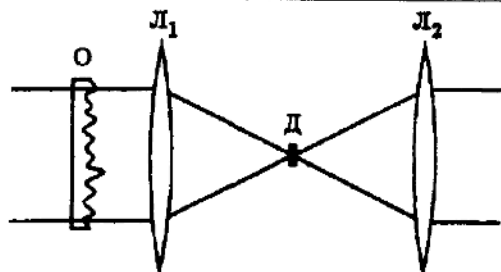


Спектр може фільтруватися за допомогою:

- 1) горизонтальної щілини;
- 2) вертикальної щілини;

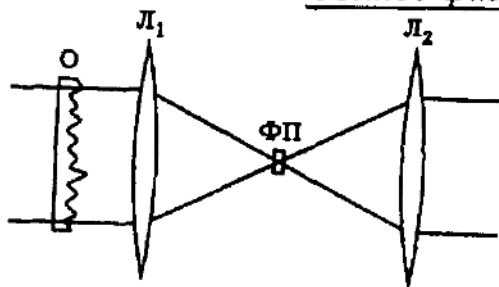
- 3) ірисової діафрагми: пропускає лише основна фур'є компонента спектру. При розширенні діафрагми можна проміжувати етапи Фур'є-синтезу зображення;
- 4) круглий екран, який закриває центральну частину фур'є спектру: отримується зображення з обраним контрастом

Метод темного поля (метод свілей)



О - об'єкт прозорий
 Внесення непрозорого диску
 Д призводить до того, що
 освітленість екрану сильно
 зменшується: виникає "темне поле". На фоні "тем
 ного поля" став видимим структура об'єкту

Метод фазового контрасту

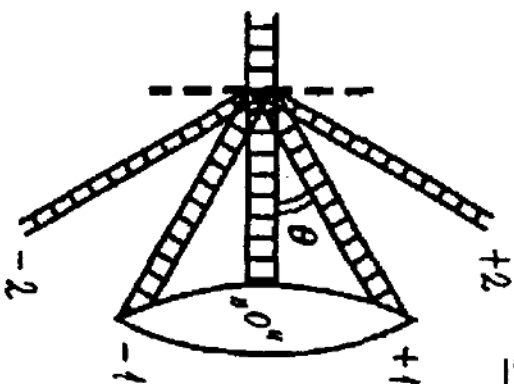


Фриц Церніке, 1935 р.
 Фазова пластівка (ФП) при-
 зводить до того, що фазо-
 вий рел'єф \rightarrow амплітудний
 рел'єф.
 ФП здійснює зміну фази на $\frac{\pi}{2}$
 Фонова хвиля, фаза якої зменшена на $\frac{\pi}{2}$, та сигналь-
 на хвиля інтерферують, в результаті чого формується
 зображення структури об'єкта.

Метод косою падіння променів

$d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda \Rightarrow$ При зменшенні d величина
 кутів дифракції збільшується.

При роботі із мілкими деталями предмета
 необхідно працювати із променями, які відхили-
 лись на значний кут дифракції

Роздільна здатність лінзи

Мілки решітні структури графен
дифракт світловий потік та, що
інформація про них виступає
в графові і білові високх
порядках графакції!

Мін негатив графки, який
м.д. розглядали за допомогою

ліни, біжетиґає банакту, коли граф. max \perp кордону
компактеший того ка граї ліни.

всучох: - збікеший ϕ ліни; - розширює прегнат
всуче го ліни.

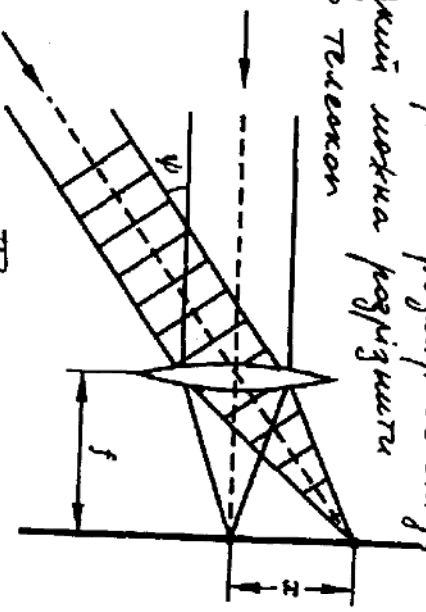
всучо $\theta_{\max} = \pi/2$, то δ ліни \perp max ніколи не

нонаге $\Rightarrow d \cdot \sin \varphi = m \lambda$ $m=1$; $\sin \frac{\pi}{2} = 1$

$$\boxed{d_{\min} = \lambda}$$

Роздільна здатність телескопу — ψ_{min}

мін кутовий розмір об'єкту,
який можна розрізнити
в телескоп



Діафрагма крутиться
до того, що можна б
фокальній площині
глад кожного із про-
менів має кінцевий
розмір: $d = \theta_d \cdot f = \frac{\lambda}{D} \cdot f$

При малих кутах ψ зображення з'являть
кожуче нахлягається.

Розмір фокальної плями $d = \frac{\lambda \cdot f}{D}$ (1)

D - апертура об'єктиву

З рис. видно, що $X_{min} = d$ - розмір фокальн. плями

$$X_{min} = f \cdot \psi_{min} \Rightarrow \psi_{min} = \frac{X_{min}}{f} = \frac{d}{f} = \frac{\lambda}{D}$$

$$\psi_{min} = \frac{\lambda}{D}$$

Взяно $D = 6 \text{ м}$, то $\psi_{min} = 10^{-7} \text{ рад}$

$$\lambda = 600 \text{ нм}$$