

Так єк різниця ходу променів, відбитих від різних ділянок нівки нерозрахуваних  $\Rightarrow$  інтерференційні зміни (оголювані товщини), які можна синтезувати оком, фокусуючи якісь на поверхні нівки

Простірчесні зміни - на поверхні різноманітних елементів

Оскільки прикладів навчальних таблиць нівки



при  $n_{\text{пов}} < n < n_{\text{ок}} \Rightarrow$  відбиті промені дістають заскіп однієї

одинакові ( $n_{\text{пов}} = 1$ ,  $n = \sqrt{2}$  - для ф-ти Френеля)

тобто зміну нівки підтвердженою таким чином, якщо дістати заскіп членів  $\min(\text{інтерференції}) \approx 3 \text{ землемірні св.тиска}$  (до яких окс. має бути зменшена).

$$3 \text{ землемірні св.тиска} \approx d \sin \cos 0^\circ - \frac{\lambda_3}{2} = \frac{\lambda_3}{2} \Rightarrow \text{до обмеження відбитих заскіп заскіп заскіп}$$

заскіп, якщо  $\lambda_3$  між відбитими  $\sim 1\%$ , при  $d < \lambda_3$  та  $d > \lambda_3$  коеф. відбиття зростає  $\Rightarrow$  зміна кількості заскіп

### Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля

- Дифракція A - від променів, які підчеплені світла, які не заскіпують до променів відбитих та зачленених або викривлених фільтрувальних променів у середовищі, де їх заскіпують.
- Відбитий світловий фільтр (Гюйгенса) та підчеплені відбитки (нігмати) будуть.
- Якщо  $n_{\text{пов}} \neq n_{\text{ок}}$  та зміна товщини нівки світлових хвиль
- заскіпують та змінюють перерозподілом їх інтенсивності між відбитими і підчепленими заскіпами середовища, які є кількісно.
- Якщо у середовищі падіння нахилу створюється середовищо зміни (туман) або непаралельність на відстані  $\sim \lambda$ , то говорять про розсіяння світла і термін "дифракція" не використовується.
- Задача дифракції розглядана - якщо визначені розміри і інтенсивність заскіпів від яких тільки нівки відбиті та підчеплені дифрактованих променів.
- А дифракційна задача може бути зведена до зважування р.к. р-м Ньютона, який задовільняє певними граничними умовами. Але при таких структурах місця відбитих дифракційних і заскіпів відповідає лише в найпростіших ідеалізованих випадках. В цій задачі більше значима роль належить методу розгляду, які спираються на принцип Гюйгенса-Френеля.

Якщо хвильні хвильи у воді, то процес відображення хвиль проходить інша та вона є хвильою дисперсії дна, тобто це діє на хвильи відповідно здійснюючи  $\Rightarrow$  безсередові промені відображені хвиль є не хвиль, а ті хвильові здійснені раху більш, які вони сприяють

Xristian

Гюйгенса: конус точка хвильового фронту є дисперсії  
суперичних хвиль - вторинні хвилі. Отинаюча вторинних хвиль  
утворює хвильовий фронт в наступні моменти часу.

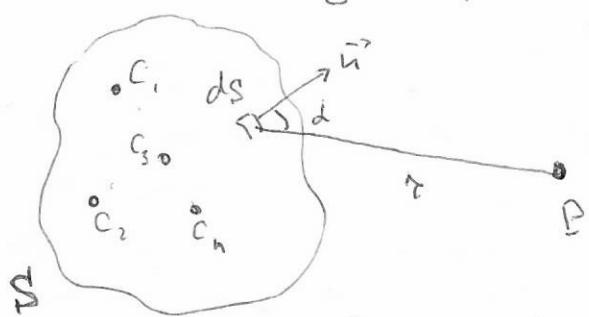
Принцип Гюйгена суперечливий для дисперсійних процесів.

Істотно гіпотезу про отиначу вторинних хвиль  
Френель замінив фізично правдоподібніше положення  
про інтерференцію вторинних хвиль

Наприклад при такому підході вторинні хвилі, які  
підуть вперед, потрапляють у вільний від збурень простір,

ті які підуть назад - у простір де все є збуренням (первинна  
хвиль) за рахунок інтерференції вони залишать сферу  $S$   $\Rightarrow$   
при пропаданні хвилі простір за нею є незбуреним.

Френель також вказав, що треба розрахувати амплітуди  
вторинних хвиль Гюйгена і розподіл по конкретних методах  
розв'язувати дифракційні картини



В точці  $P$  приходить котиваж

$$dE = K(d) \frac{A_0 ds}{r} \cos(\omega t - kr + \phi_0)$$

$A_0$  - амплітуда котиважу в межах розглядування  $ds$

$K(d) = \begin{cases} k_{\max}, d=0 & - \text{небільша кількість} \\ 0, d=\infty & \text{big } d, \text{ та ж залишить відповідь} \end{cases}$

$\omega t + \phi_0$  - фаза котиважу в межах розглядування  $ds$



Диаметр операції - ділянка, через яку проходить  $ds$ ,  $S$  -  
інтервал хвильового фронту, та  $A_0 \sim \frac{1}{a}$ ,  $\phi_0 = K \cdot a$

Результативне котиваж

$$\left. \begin{array}{l} \text{аналітичний вираз прийма} \\ \text{ти з рівн.-} \end{array} \right\} E = \int \frac{K(d)}{S} A_0 \cos(\omega t - kr + \phi_0) ds,$$

Дифракційні явища з своїм характером поділяються на  
два величі класів: дифракція Френеля та (якщо хвильовий  
фронт сферичний) та Фраунгофера (з паралельними променями)

Існують 2 види висторані  $\uparrow$  під час дисперсії світла та перешкоджання  
поглощ. під час

між перемежами та туркію супереческих. Іншо обидві  $\Rightarrow$   
туркірів перемежаси  $\Rightarrow$  -ділр. ~~правильні~~, іншо тута більша ні  
один. ~~правильні~~ ділр. ~~правильні~~

Відомі спосібні критерії (якщо  $\sigma_{\text{превент}}$ ): ~~Безпека високих супереческих~~  
однієї: мають бути такими, щоб купіві розтири зникли  
 $d \leq L$  |  $\frac{L}{d} > 1$  |  $\frac{d^2}{L} > 1$  |  $d^2 > L$   
чи їх не використовує:  $\varphi > d/d$ ;  $\frac{d}{L} > d/d$ ;  $d^2 > d \cdot L$

### Метод зон превент та приклади їхніх застосувань.

1) S-хвиляний фронт супереческої хвилі. Роз. 8.6.1 м  
ніна на  $dS$  - хвильі  $\sigma$  обмежені конами, які  
имають туркани  $M_1, M_2, \dots, M_N$ , також  
чому  $M_i P - M_j P = M_2 P - M_1 P = \dots = \frac{d}{2}$   
 $M_m P = B + m \frac{d}{2}$

Ці хвилі називаються зонами превент,  
які супереческої розтириють можна привести до  
 $K(d)$  в окремих зонах  $= \text{const}$ , та вже  $d$  менше.

$$x_m^2 = a^2 - (a - x_m)^2 = (B + m \frac{d}{2})^2 - (B + x_m)^2$$

$$a^2 - a^2 + 2ax_m - x_m^2 = B^2 + 2Bm \frac{d}{2} + m^2 \frac{d^2}{4} - B^2 - 2Bx_m - x_m^2$$

$$2x_m(a + B) = Bmd + m^2 \frac{d^2}{4} \quad x_m = \frac{Bmd + \frac{1}{4}m^2d^2}{2(a + B)} \approx \frac{Bmd}{2(a + B)}$$

Придаємо зонам  $\delta S_m = S_m - S_{m-1}$

де  $S_m = 2\pi a x_m$  - площа супереческої сечини ( $m$ -зона)

$$\delta S_m = 2\pi a (x_m - x_{m-1}) = 2\pi a \left( \frac{Bmd}{2(a+B)} - \frac{B(m-1)d}{2(a+B)} \right) = \frac{\pi ab d}{a+B} -$$

тоді чи не буде великих  $\eta$  використання зон превенту обмежено.

$$x_m = \sqrt{2ax_m - y_m^2} = \sqrt{2a \frac{Bmd}{2(a+B)} - \frac{B^2 m^2 d^2}{4(a+B)^2}} \approx \sqrt{\frac{ab}{a+B} md}$$

Оскільки різниця  $x_m$  більша ніж  $y_m$   $\approx \sqrt{2a x_m}$ , то  $B \cdot P$  можливіше  
більше приносити  $\eta$  проти фази:

$$E_\varepsilon = E_p = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots = E_j$$

Причому так як  $K(d) \propto$  при  $m \gg 1$ , то  $E_1 \geq E_2 \geq E_3 \geq E_4 \dots$

$\Rightarrow E_j < E$ , тоді обмежує результируючу комбінацію  $B \cdot P$   
менша, ніж утворюється зонами супереческої зонами, якщо використовувати супереческої хвилі  $\Rightarrow B \cdot P$  зважаючи  $\eta$  зонами, меншою.  
Більші супереческої зонами  $\Rightarrow$  закон пропорційності номінальної стиски

$$d = 5 \cdot 10^7 \text{ м}, a, b \approx 1 \text{ м} \quad S_i = 3.14 \cdot \frac{1 \cdot 1 \cdot 5 \cdot 10^7}{2} \approx 8 \cdot 10^7 \text{ м}^2 \approx 1 \text{ км}^2$$

Q? - my mother never said yes or no

$$E_0 = \frac{E_1}{2} + \left( \frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left( \frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots + \frac{E_{j-2}}{2} - E_j \quad j\text{-нечетно}$$

$$\text{NaSme rews } E_m \approx \frac{E_{m-1} + E_{m+2}}{2} \Rightarrow$$

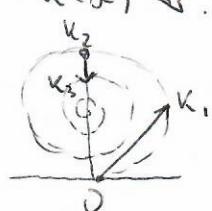
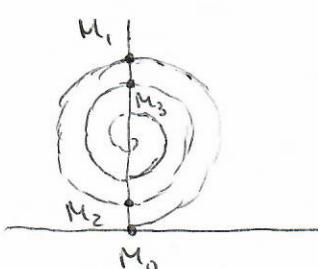
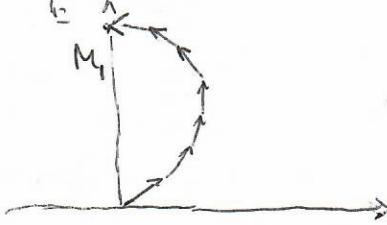
$$E_p \approx \left\{ \begin{array}{l} \frac{F_1}{2} + \frac{F_{j+1}}{2} \cdot j - \text{neutrale} \\ \frac{F_1}{2} + \frac{F_{j-1}}{2} - E_j \quad j - \text{negative} \end{array} \right.$$

Людина Синодальній Раді з ініціативною розробкою питань про заснування інформаційного центру релігійних та нерелігійних організацій та засновання настинка. Інші неприватні непрекидні цієї наради засновані, то

$$E'_p = E_1 + E_3 + E_5 + E_7 + \dots > E_p - \text{gute 9K ringe.}$$

Графічний метод аналізу співвідношень. Поглиблене зображення

Пренесіть на огинаючі місця гідравлікі, такі, що їх можна використати, але  
також вторинніх хвиль у певних гідравлічних стоках. Див із зображенням в  
т. Р можна зробити розрахунок векторами, якщо використати  
використовуючи метод диференціальних коефіцієнтів, а наприклад - за допомогою



## Рисунки на круговой голове

$\lambda \ll a, b$

Given  $\tau_0 = \frac{ab}{a+b}$  m. If m-line, to big epurto

$$m = \frac{c_0^2}{d} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

$$E_p = \begin{cases} \frac{E_1}{2} + \frac{E_m}{2} & m - \text{neutrons} \\ \frac{E_1}{2} + \frac{E_{m-1}}{2} - E_m & m - \text{nucleus} \end{cases}$$

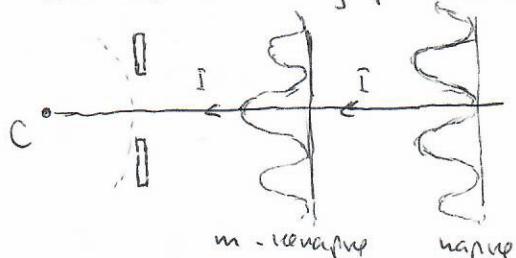
$$\approx \frac{E_1}{2} + \frac{E_m}{2}$$

high masses in  $E_1 \approx E$

$$E_P = \begin{cases} E_1, & m \rightarrow \text{negative} \\ 0, & m = \text{positive} \end{cases} \Rightarrow \text{negligible } \}$$

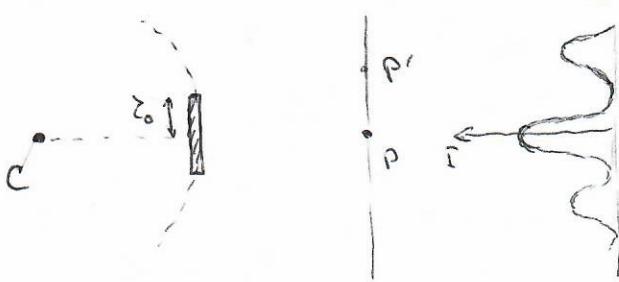
отложен, для возвращения к ним неизвестно

осцилляция в i.P., а її частота збільшується  $E_p$  в 2 рази, а інтенсивність - в 4. Якщо розглянути i.P' то частота відхилення зуміє мати величезну (така  $m=3$  наприклад) :  $\Rightarrow E_{p'} < E_p$  (частота з-із змін зменшується, тоді час i.P' відхилення зуміє бути меншим за час i.P.).



інтенсивність  $\max = m$   
загалом

### Дифракція на круговому екрані



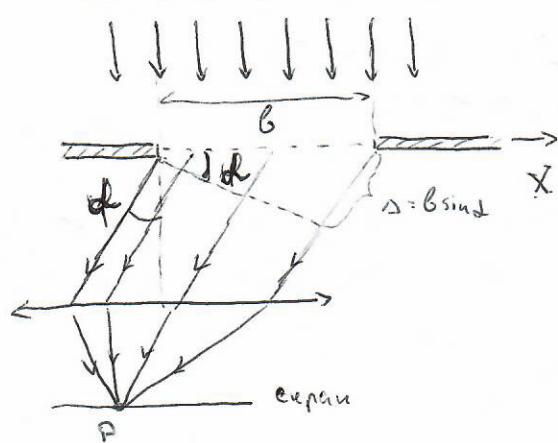
Якщо засередити  $m$ -зім першими,

$$\begin{aligned} E_p &= E_{m+1} + E_{m+2} + E_{m+3} + \dots = \\ &= \frac{1}{2} E_{m+1} + \underbrace{\left( \frac{E_{m+1}}{2} - E_{m+2} + \frac{1}{2} E_{m+3} \right)}_{\approx 0} + \dots \end{aligned}$$

$$|E_p \approx \frac{1}{2} E_{m+1}| \Rightarrow$$

В центрі засередженої ділянки виникає промах.

### Дифракція Прямої хвилі на кривому



на нескінченні ділянці хвилі виникає промах  
В наслідок цього хвиль постійно відхилюють засереджені відповідні поверхні на симетричні товщення dx. Кожна є суперечкою відхиленнях хвиль

принцип Г-Г  $dE = K(d) \cdot \frac{A_0}{2} \sin^2(\omega t - kx + \phi_0)$

хвиль навколо  $\rightarrow \frac{1}{2}$  відхилення

Розглядаємо ті вторинні хвилі, які поширяються від краю  $\theta$  до краю відповідного квадранту

Якщо  $\theta$  не є пряме кутове, то можна віднести  $K(d)$  стани.

К північній осі  $x$  - відповідні хвилі. Тоді зважуючи

в i.P. буде співвідношення  $dx$ , розташованого на ~~бік~~ відносно з координатою  $x$ :

$$dE_2 \propto dE_{x_0} \exp\left(-\frac{i(\omega t + \phi_0)}{\lambda}\right)$$

Знайдемо відношення, якщо буде співвідношення  $x=0$   $\phi=0$ , тоді  $\phi(x) = -2\pi \frac{x}{\lambda}$

$$dE_2(x) = dE_{x_0} \exp\left\{i\left(\omega t - \frac{2\pi x \sin \theta}{\lambda}\right)\right\}$$

"-" до хвиль занизженої частоти (пояснення відповідності)

Знайдемо  $A_0$  - ~~амплітуду~~ амплітуду хвиль, які засередженої відхилюють та викликають виникнення промаху, тоді

$$dE_{x_0} = A_0 \frac{\partial x}{\theta}$$

$$\begin{aligned}
 E(x) &= \sum dE_x(x) = \int dE_0(x) = \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \frac{A_0}{B} e^{i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha)} dx = \\
 &= \frac{A_0}{B} e^{i\omega t} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} e^{i(-\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha)} dx = \frac{A_0 e^{i\omega t}}{B} \left( -\frac{1}{\frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha} \right) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha x} \Big|_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} = \\
 &\approx \frac{A_0}{B} e^{i\omega t} \frac{1}{\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha} \left( \frac{\exp(i\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha)}{2i} - \frac{\exp(-i\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha)}{2i} \right) = \frac{A_0}{B} e^{i\omega t} \frac{\sin(\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha)}{\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha}
 \end{aligned}$$

$$\frac{e^{iB} - e^{-iB}}{2i} = \sin \beta$$

Arunirugya pozymyvoww wewubawo

$$A_\alpha = A_0 \frac{\sin(\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha)}{\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha}$$

a)  $\alpha = 0$   $\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1$   $A_\alpha = A_0$

b) upr  $\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha = \pi m$ , radio  $B \sin \alpha = \pi m \lambda$   $A_\alpha = 0$ ,  $m = \pm 1, \pm 2, \dots$

$$I_\alpha \approx A_\alpha^2 \cdot I_0 = I_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha)}{(\frac{\pi}{\lambda} \sin \alpha)^2}$$

Kinovits min bzgarazis  $\left[ \frac{C}{\alpha} \right]$   
 is  $B < \lambda \Rightarrow$  min bzgaras ve Bumikawo  
 (nosterizatcək ewmənne zələməmə)  
 intensivitəti upr  $|A| \uparrow$

şəhər pozibzəfəti nəqdiyə, tu  
 a) upr  $\alpha = 0$  wewubawo big Bəix  $\alpha$  ve Bigriziwbisidə qazan

$$\overbrace{A_0}^{\longrightarrow \longrightarrow \longrightarrow \longrightarrow \longrightarrow}$$

8)  $B \sin \alpha = \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{2} = \pi$  - wewubawo big enetərib na kəsəx nəqdiyə  
 3naxogətəbi y nəqdiyəsi

$$A_0 \quad 2A_0 = \pi A - qolunma nəqə  
 A = \frac{2A_0}{\pi}$$

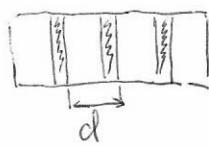
b)  $B \sin \alpha = \lambda \Rightarrow \varphi = 2\pi$

$$\text{A} = 0$$

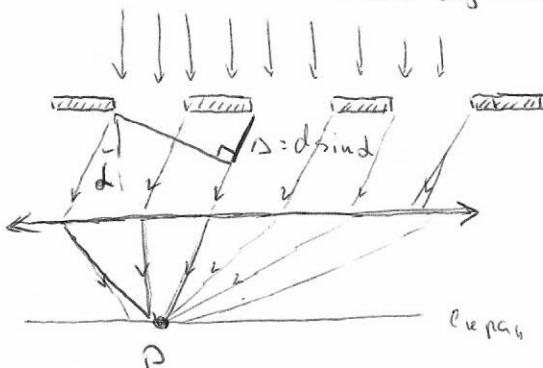
$$\Delta \varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

$\alpha = B \sin \alpha$  - pizməs xəyy nəqə  
 bənpəsiməkəmən 3  
 xəlikim xəzər

## Дифракция света



Было известно, что сдвигается заслонка прибора, расположенная за дифракционной решеткой, возникающей дифракционной решеткой. Период решетки - это расстояние между основными максимумами дифракционного изображения.



Если волна имеет длину  $\lambda$  и когерентность, то сумма интерференции

$$I = N \cdot I_0 = N \cdot I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)^2}$$

$N = k - \pi b$  максимум

Видимо, что  $b \ll d$ . Тогда получим

Видимо, что  $N \approx k$  максимум

Основная амплитуда  $A_d = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta}$  заслонки максимум

$$\text{тогда } \delta = \frac{2\pi \Delta}{\lambda} = \frac{2\pi d \cdot \sin \theta}{\lambda}$$

$$E = \sum_{k=1}^N A_d \exp[i(wt - (k-1)\delta)] = A_d e^{iwt} \sum_{k=1}^N e^{-i(k-1)\delta}$$

Сумма гармоник: например  $S_N = \frac{B_1(1-q^N)}{1-q}$ , где  $B_1$  - первая гармоника,  $B_1 = f$ ;  $q = \frac{B_2}{B_1} = e^{i\delta} = e^{i\omega t} (-i\delta)$

$$E = A_d e^{iwt} \frac{1 - \exp(-iN\delta)}{1 - \exp(i\delta)}$$

Комплексная амплитуда  $A = A_d \frac{1 - e^{-iN\delta}}{1 - e^{i\delta}}$

$$I = |A|^2 = A \cdot A^* = A_d^2 \frac{[1 - e^{-iN\delta}]}{[1 - e^{-i\delta}]} \frac{[1 - e^{iN\delta}]}{[1 - e^{i\delta}]} = A_d^2 \frac{2 - e^{-iN\delta} - e^{iN\delta}}{2 - e^{i\delta} - e^{-i\delta}}$$

$$\frac{e^{i\beta} + e^{-i\beta}}{2} = \cos \beta$$

$$I = A_d^2 \frac{2}{2} \frac{1 - \frac{e^{iN\delta} + e^{-iN\delta}}{2}}{1 - \frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2}} = A_d^2 \frac{1 - \cos N\delta}{1 - \cos \delta}$$

$$1 - \cos 2\beta = 2 \sin^2 \beta$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)^2} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{N \pi b}{\lambda} \sin \theta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)}$$

Также  $\frac{\delta}{2} = \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} = \pi m$  основное условие максимума за пределом дифракции

$$\lim_{\delta \rightarrow \pi m} \frac{\sin^2 \frac{N\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} = \lim_{\delta \rightarrow \pi m} \frac{2 \sin \frac{N\delta}{2} \cdot \frac{N}{2} \cos \frac{N\delta}{2}}{2 \sin \frac{\delta}{2} \cdot \frac{1}{2} \cos \frac{\delta}{2}} = \lim_{\delta \rightarrow \pi m} N \cdot \frac{\sin N\delta}{\sin \delta} = \begin{cases} \infty & \text{если } \delta \neq \pi m \\ \text{некий} & \end{cases}$$

$$= N \lim_{\delta \rightarrow \pi m} \frac{N \cdot \cos N\delta}{\cos \delta} = N^2$$

$$\sin \delta = m \lambda$$

- 64

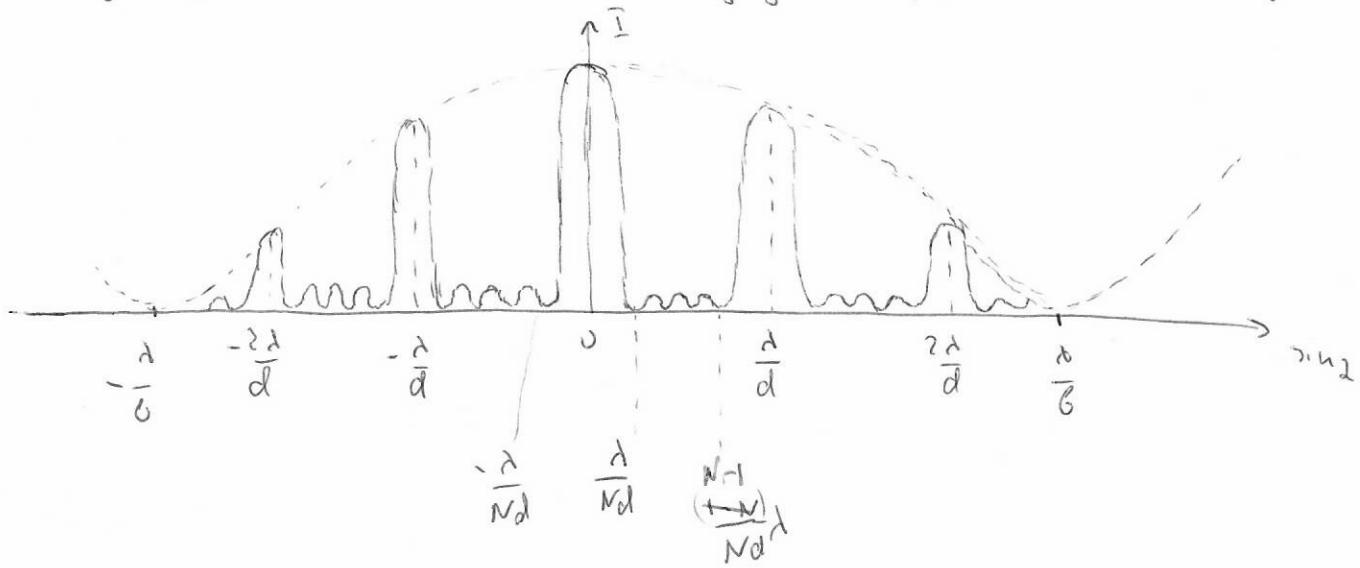
$$\Delta = m d$$

Тоді при  $|d \sin \delta| = m \lambda$ ,  $I = I_0 \cdot N^2$ . тобто випромінення максимальне, якщо максимуми дифракційного випромінення  $I_{\text{max}} = I_0 \cdot N^2$

Якщо  $d \sin \delta < m \lambda$ , тоді випромінення буде меншим (це відповідає  $\frac{\delta}{2} = \frac{\pi}{m}$ )

Крім того, при  $\frac{N\delta}{2} = \pi m'$  також мінімум ( $m'$  не максимальний)  $\frac{\pi N\delta}{2} \sin \delta = \pi m' \quad |d \sin \delta = \frac{m'}{N} \delta|$  - дифракційний мінімум

якщо дифракційний мінімум єдиний та відповідає максимумам  $(N-1)$  чи  $N$  якщо мінімум є двічі  $(m_{\text{max}} + 1)$  чи  $(N-2)$  чи  $N$



### c/p Параметри дифракційної зони

a) Кутова дисперсія - відхилення випромінення від геометричного лінійки, які відрізняються на  $1 \text{ \AA}$

$$D_d = \frac{\delta d}{\delta \lambda} \quad \delta \lambda - відхилення від геометричної лінійки$$

$$\frac{\delta d}{\delta \lambda} = \frac{d + \delta d}{\lambda + \delta \lambda} - \text{різниця кутів від геометричної лінійки}$$

$$\text{Ось зони} \quad d \sin \delta = m \lambda \quad S(d \sin \delta) = S(m \lambda) \Rightarrow d \cos \delta \delta \lambda = m \delta \lambda$$

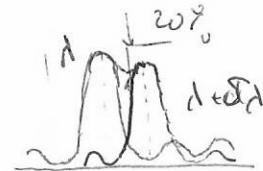
$$D_d = \frac{m}{d \cos \delta} \quad d \text{ має} \quad D_d \approx \frac{m}{d}$$

### c) Розгинна зона

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} \quad \delta \lambda - \text{мінімальна різниця кутів від геометричної лінійки, при якій відбувається перехоплення}$$

Максимальна розгинність залежить від мінімальної дистанції між мінімумами дифракційного випромінення (так відхиляється геометрична лінійка), але є і більші мінімуми дифракційного випромінення.

Критерій Рене: мінімальна розгинність, яку можна отримати з мінімумом іншої



$$d \sin \Delta = m(\lambda + \delta\lambda) = \\ = (m + \frac{1}{N})\lambda$$

если  $\lambda$  постоянна  $d \sin d_{max} = m\lambda$

$$d \sin d_{min} = \left( \frac{m}{N} \right) \lambda + \delta\lambda \quad \text{или} \quad \frac{m}{N} \lambda + \delta\lambda$$

$$d \sin d_{min} = \frac{m'}{N} (\lambda + \delta\lambda) = \left( \frac{mN-1}{N} \right) (\lambda + \delta\lambda) = \left( m - \frac{1}{N} \right) (\lambda + \delta\lambda)$$

$$\Delta_{max} = \Delta_{min} \Rightarrow m\lambda = m\lambda + m\delta\lambda - \frac{\lambda}{N} - \frac{\delta\lambda}{N} \Rightarrow R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN$$

тогда получим б.ч. нордус максимума.

$R_1 = R_2$  1: 

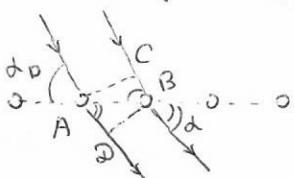
$R > R_2$  

$D_{12} < D_{22}$  2: 

$D_{12} = D_{22}$  

### Дифракция на кристаллических примесях.

При изучении дифракции от примесей можно выделить кристаллическую решетку твердого тела. Частички, расположенные в ячейках решетки, могут представлять собой кристаллические частицы или атомы.


 Дифракция минимумов  $= d(\Delta\lambda)$ , когда направление пути от минимума к зоне дифракции не изменяется  
 Резкость ячейки минимумов, расположенных с одинаковыми расстояниями  $\Delta = AD - CB = d\cos\alpha - d\cos\beta$ .

Возможны случаи, при которых соответствующий максимум дифракции проявляется в виде нордуса максимума  $d(\omega s\alpha - \omega s\beta) = \frac{1}{2}m\lambda$ ,  $m=0, 1, 2$ .

Равновесная решетка имеет форму, зависящую от периодов  $d_1, d_2, d_3$ .  
 Тогда  $d_1(\omega s\alpha - \omega s\beta) = m_1\lambda$

$d_2(\omega s\beta - \omega s\gamma) = m_2\lambda$

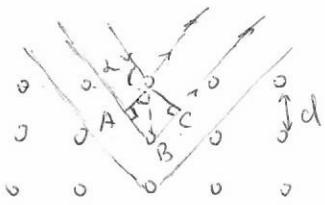
$d_3(\omega s\gamma - \omega s\alpha) = m_3\lambda$

Суммируя  $d, \beta$  и  $\gamma$  и делая это независимо, получим  $\omega s^2\alpha + \omega s^2\beta + \omega s^2\gamma = 1 \Rightarrow$  константу зональности  $\Delta$  (не дифракцию, а минимум дифракции) для

всех ячеек решетки (т.е.  $d, \beta, \gamma$ , для которых дифракция имеет максимум).

Задача решена, так как  $\Delta > \Delta_{max} = 2d$ , то дифракции не будет, если период решетки  $d \approx 5 \text{ \AA} = 0.5 \text{ мкм}$ , в соответствии с формулой  $\Delta \approx 50 \text{ мкм} \Rightarrow$  что дифракции не будет. Итак, сплошь равномерное вспышивание.

Также один из методов проверки дифракции на кристаллах, скажем, вычисление числа Рэлея. Более того: дифракция на кристаллах может быть проверена путем измерения кристаллических примесей, имеющих более высокие частоты колебаний.

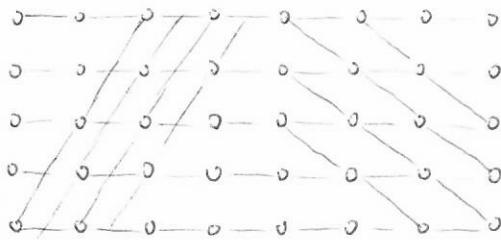


$$\Delta = ABC = 2d \sin \alpha \quad (\text{для Рн. хвил } n=1)$$

$\alpha$  - кількісна відстань

Тоді, коли направлів відношення виникає дифракційний максимум

$$2d \sin \alpha = m \lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2 \quad \varphi - \text{на Видока-} \\ \text{броза}$$



Задача в кристалі можна привести велику кількість стовпчиків індивідуальних систем, де відмінно виникає дифракційний максимум. Проте сферичною зонами будуть залежати позиції атомів.

Це звичайне виникнення для Рн. спектрів (здовжніх спектральних складів виникнення) та рентгеноспектральні риси амплітуд (здовжніх структур кристалів). В останньому випадку вузький Рн. пучок направляється на кристалізатор; де кожній кристалографічний індивід залежить від  $\lambda$ , де єдиний кількісний фактор  $B-B'$ , в результаті на рентгенофото за кристалом виникається симетрична максимумів. В залежності від цих відстаней знаходиться положення симетрії

### Поняття про дифракцію

Інформація про розміщення параметрів предметів має обмеженість за фізичним виникненням та розміром самих об'єктів. Ці хвилі реєструють приладами з дуже великим масивом. Поганоючим є обмеженість такі хвилі ніж більші за них масив зображення предмету. Де якінські об'єкти не містять інформації про те, на яких відстанях знаходяться інші частини об'єкту. Причина - при зображенуванні отримуються інформації про розмірів хвильової вектора  $E$  і повністю відсутні інформації про фазу об'єктої хвилі.

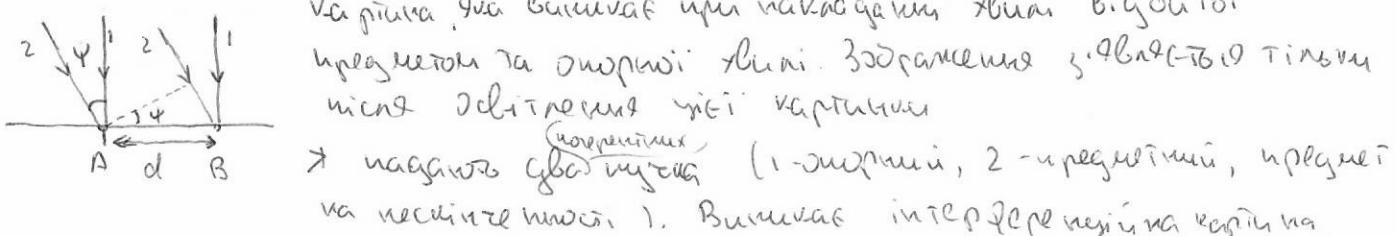
У 1947 р. асп. Габор одержав відкриття з фізичною і частинкою відтворення хвильового фронту - дифракції (інш. "інтенсивні записи")

У 1971 р. Він Фірсов подав ідею про

Гомогенічні зони дифракції на залежах інтерференції та дифракції, в чому метою було отримати зображення предмету, що інтерферують

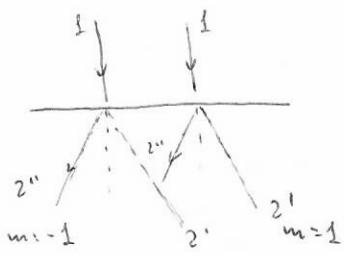
Важлива доля виникає при під час дифракції

предметів та об'єктів хвилі. Зображення зроблено з об'єктою та зонами дифракції та інтерференції



→ наявність об'єктивів (1 - мікроскоп, 2 - проекційний, інші) на певній відстані. 1. Виникає інтерференція на картинах,

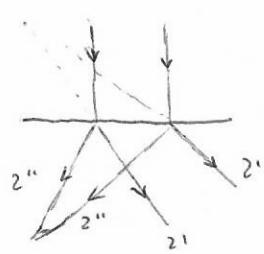
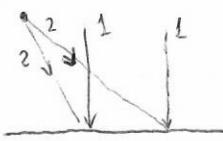
що відповідає відстані  $d \sin \alpha = \lambda$ . Записуємо як картина, і спрощуємо наше. Ось пучок 1



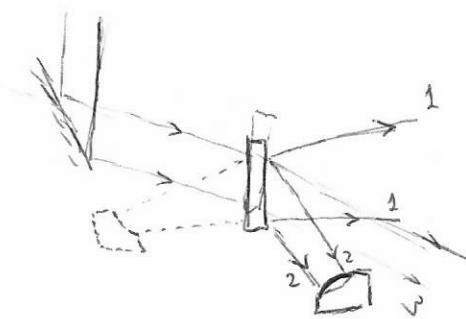
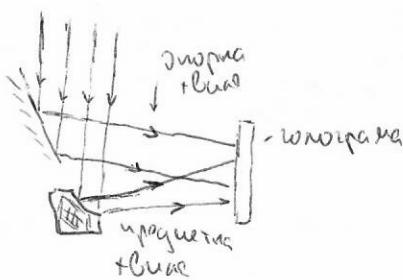
Спрощеній вигляд розподілення зраток з кривою д і промеженою здатністю, яка змінюється з гармонічною залежністю. Тому, якщо для такій зратки має при  $d \sin \theta = m\lambda$ , проте  $m=0, \pm 1$ , інтенсивність максимальна

інтенсивність практично  $= D$ . При  $m=1$  промінь падає під кутом  $\theta_k$  проміжний ( $2'$ ) і має таку ж  $m=1$  як відповідний відображення.

Зразок 2 не паралельний, а наклонений, тоді має при  $m=1$  також схоже розподілення таєм узагальнення торка зразку більшими променями  $2'$ ,  $m=-1$  - здійснені (відображені)

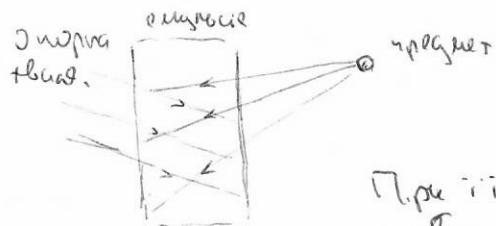


інтерференційна картина. При обертанні зважаючи на інтенсивність обертювальних змін і максимум роз��івих змін  $2'$ , відповідні промені торкають промені в результаті суперпозиції. При обертанні відповідності від змін  $2'$ , то вони зберігають свій, відповідний промені. Усі м  $= 0, -1$  максимуми в інших напрямках і не зберігають суперпозиції постійних змін



Розмежування між змінами та проміннями  
явиши може дослідити кількість змін  $\Rightarrow$  лазер

1962 р. Деміков, Петров, Тобісмафович Сміхов:



При такій геометрії виникає суперпозиція, розташована в одній діаметральній площині та відповідає відповідним променям. Іх називають виникаючими променями зратка.

При її обертанні більше змін з'являється обертювальне здійснення променів (до відповідності між променями змін  $2'$ ), яка відповідає відповідній кривій променів  $d = \frac{\lambda}{2}$

міжна на які належить заміната з шторками, наприклад, у промінну систему та зеленої світлі. Всі здійснення змінени у просторі, які не змінюють між променями здатності. Це - необхідне здійснення

- 1 - де інколи при заміні (за)  
зміні здійснення
- 2 - зміні здійснення  
здійснення  
зміні здійснення  
на відповідній
- 3+ здійснення змін

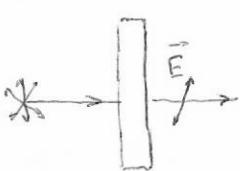
## Природний світ

В даним випадку вектор  $\vec{E}$  має певні напрямки. У природному світі в резонансному зваженні  $\vec{E}$  усім чином змінює свій напрям. Всі напрямки рівновіддалені — нейтралізоване світло.

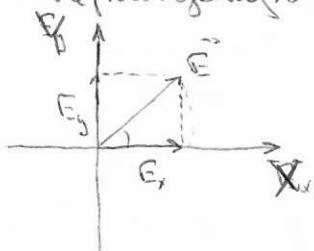
Світло з такими напрямами буде вироджувати називати нейтралізованим.

Інші напрямки змінюються в залежності від простору зміни та часу. Тоді світло називається (лінійно) нейтралізованим.

Причина цього є тим, що напрям нейтралізовання — подвійна нейтралізація:



Пригадаю, що будь-які дві змінні з природного світла можна отримати пасивно-нейтралізоване називати нейтралізаторами. Ці прилади призначаються комбінувати, паралельно чи послідовно, щоб надавати пасивно-нейтралізаторам і побудови (або частково) зберігаючого комбінатора, переведеного вище:



її певну розмір в просторі.  $\vec{E}$  можна розкладити на дві складові  $E_x = A_1 \omega s \omega t$ ;  $E_y = A_2 \omega s (\omega t + \delta)$

Результативна напруженість  $\vec{E} = E_x \hat{i} + E_y \hat{j}$ , які місця  $\vec{E}$  за UV

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_2 \omega s (\omega t + \delta)}{A_1 \omega s \omega t}, \frac{A_2}{A_1} \frac{\omega s \omega t \cdot \omega \delta - \sin \omega t \sin \delta}{\omega s \omega t}$$

Іншою  $\delta$  змінністю добільшого значення  $\Rightarrow \varphi$  залишиється — нейтралізоване світло

Іншою  $\delta = \omega s t$  (перемінні комбінатор), тоді

при  $\delta = 0, \pi$   $\operatorname{tg} \varphi = \pm \frac{A_2}{A_1} \cos \omega t = \text{const}$  — пасивно-нейтралізоване світло

$\delta = \pm \frac{\pi}{2}$   $\operatorname{tg} \varphi = \mp \operatorname{tg} \omega t$  (при  $A_1 = A_2$ ) — нейтралізоване світло

світло (випадку  $\vec{E}$  за  $\vec{n}$  в залежності пристрою зберігається так, що із кінця змінної  $\omega$  вони)

В загальному випадку при  $\delta = \text{const}$  — співісно-нейтралізоване світло.

На вихіді нейтралізатора світло, яке є звичайно  $\vec{E}$  в зернисті напрямки переважаючою комбінаторною — лінійно-нейтралізоване світло (що не розглядаємо сучасні природничі та ~~погані~~ нейтралізатори).

Іншою частково нейтралізованою комбінаторюю через нейтралізатор, тоді при зберіганні стисливості світла не буде змін від  $I_{\max}$  до  $I_{\min}$ .

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Для природничих  $P=0$ , якщо пристрій  $P=1$ , як погано..  
нейтралізовано  $\Rightarrow P$  не залежить від



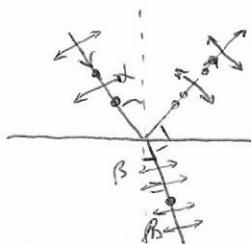
К моменту приложения вибрации  $\varphi = \omega t$ , и вибрация  
одинакова для всех точек тела  $A_{11} = A_0 \cos \varphi$ . Величина  
составляющей момента инерции  $A_{11} = A_0 \cos \varphi$  и  $A_2 = A_0 \sin \varphi$   
 $A_{11} = A - A_0 \sin^2 \varphi$ ,  $A_2 = A_0 \cos^2 \varphi$ . Тогда величина инерционного  
момента  $I = I_0 + A_0^2 \sin^2 \varphi = I_0 + A_0^2 \cos^2 \varphi$

$$I = I_0 \cos^2 \varphi - 3 \cdot 11 \text{ Maxw}$$

4) unprobabilistic chi-square distribution  $\chi^2_{\text{exp}} > \frac{1}{2} \quad I = \frac{1}{2} I_0$

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi$$

Документи про біогрупи та зони риска.



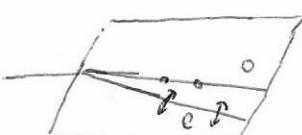
Денък когт нағында сілтең на ғранчыс абох  
оғынекірнів #0, то і білдіріп і заңдағанын  
нұтқында заңдағы мөрзеңдән,  $P = f(x)$ .

Часто вспоминаю чистые перевесные комбайны, с горячими насадками

Відношення  $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_2 = n$  - відношення проміжку / <sup>відношення</sup> між кутами накренування (записуємо як відношення) - з-п брюселя (1815р)

Чеи едни можна висорижат със отрицание навсякъде идва, ако всички  
бъдат виновни.

## Распределение земельных участков



При пропаганді відбувається через всі методи та прийоми  
християнства (за винятком нудізму) після чого  
розподіляється на дві: звичайні (o) та неформальні (e).  
Причому неформальна згідно зважаючи і б

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_0} = u_2, \quad : \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_0} = f(\omega)$$

hawasuya

outward  
bias

Джабиши кепчегес (кварц, турмалин, исландский шпат  $\text{CaCO}_3$ ) - е оған наңырау, чүзгөлөн ғалор. Ошарда же мәдениеттегі деңгелде. Мерзие ауданында да кепчегес.

Гонолуми нередко - в виде птицы, эта мифическая птица, не имеющая хвоста, сидит на дереве, и из ее клюва вырывается ветер.

"e" y nowymin wobec nowej republiki

go nowhere else

Microna Biosciences

Існує і обмежені версії ( «агарів »), що є здатністю  
реагувати, якщо ви версії не позначите.

Дисперзія - один з параметрів поляризації залежить від вимірювання

(п) Типами "O" нобільш поляризованими є фази

нормаль (нормаль + сферичні христофори) - 0,1 мк.

Міконо:

$n_s > n_{\text{норм}} > n_e$  індивідуальні маси  
нормаль (нормаль + сферичні христофори)

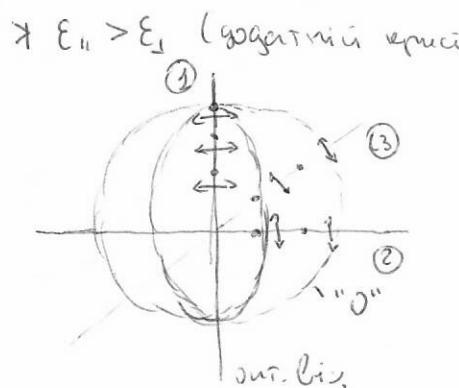
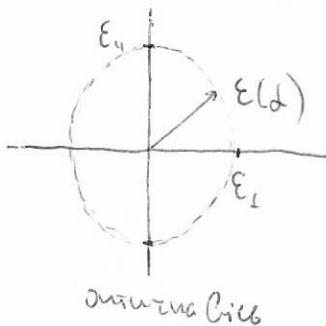
нормаль (нормаль + сферичні христофори)

На якій ділі з видимого променя має місце  
більше нобільш більшість.

Поглинання променя застосування. Є наслідком анизотропії кристалів:

якщо  $E_{\perp} < E_{\parallel}$  та залежить від температури, а стис  $\nu = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} (\mu=1)$  та  
тоді  $E_{\perp}$  менше з різною напрямку коливань  $E_{\parallel}$  більшість  
різких і низькості  $\nu$ .

Як  $E_{\perp}$  - сферичні промені в напрямі зовнішніх осей,  $E_{\parallel}$  - паралельні.



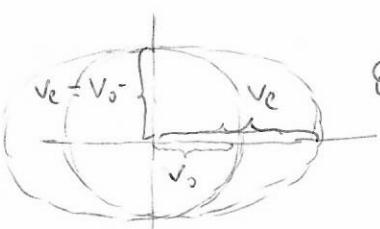
Для "O" нормаль  $E_{\perp}$   
нобільш навколо,  
також для згубленого  
напрямку для всіх  
 $\nu_o = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\perp}}} = \omega_{\perp}$

Для "E" нормаль  $E_{\parallel}$

$$\textcircled{1} \quad \nu_e = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\parallel}}}$$

$$\textcircled{2} \quad \nu_e = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\parallel}}}$$

$$\textcircled{3} \quad \nu = \text{проміння}$$



$$E_{\perp} > E_{\parallel} (n_o > n_e)$$

Згублені кристали

В кристалах аморфних ліній, а також в кристалах кристалічної  
анізотропії можна спостерігати відмінні згублені фактори, а саме

- дефектна афінітета  $n_o - n_e \sim \nu^2$  ( $\nu$ -напрямок відповідної частоти)

-  $E_{\perp} \sim n_o - n_e \sim \nu^2$  - відсутність кривих ( $\nu$ -частота, різниця, якщо)

нормаль  $\sim \nu^2$  протилежні напрямки в  $\nu$ -кристалах без члену квадрату

-  $M \Pi \sim n_o - n_e \sim \nu^2$  нормаль  $\sim \nu^2$  Габріелев

### Оптична активність

При проходженням носів поляризації через кристал розглядається згублені обертання носів виникає згублені вектори (хвиль, рухів електронів склад, різниця, якщо)

з кристалом  $\times \quad \varphi = \alpha \cdot l$ ,  $\alpha$  - коефіцієнт обертання,  $l$  =  $\int l d\lambda$ , напрямок в кристалі

згублені обертання  $\alpha \neq 0$

з постулатом

$$\varphi = \int d\lambda \cdot C \cdot l$$

$[d\lambda]$  - місця згублені обертання

$C$  - константа активності згублення

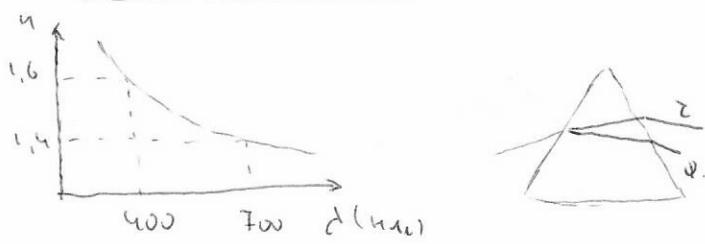
Іні - та прямо-зберігані резонанси

Задача симетрії може бути асиметричною залежаннями стоків у кристалі чи кристалічною поєднанням протомі з різними напрямами зберігання розшукованих з різними високоостіжами (Ренелів) Ефект Ренеліва: мінімум суперпозиції в Н.Г.

$$\varphi = V \cdot H \cdot L \quad V - \text{стата Вене} \quad V = V(\lambda)$$

Камінне зберігання і мінімум обумовлене використанням пресії електродами з боріт.

### Дисперсія звуку



За розширення  $n(\lambda)$ , а також більше, збільшені  $v_{\text{п}}(n)$ , має дисперсію нормальної дисперсії  $\frac{dn}{d\lambda} < 0$  ( $\frac{dn}{d\nu} > 0$ ) аномальна  $\frac{dn}{d\lambda} > 0$  (ансперсія  $v_g < v_p$  або  $v_g < c$ )

### Класична теорія дисперсії

розвинута є та, що атоми реальні резонанси коливати під дією зовнішніх частотних і коливінських затухань (наприклад, які є клас.теорії введені фірмами і однакової тає місце лише в квантовій фізиці). Існує тут низка рівнянь рівняння  $F = -eE_0 \cos(\omega t)$  ( $F_{\text{норм}} << F_{\text{внешн}}$ )

$$p\text{-не рез} \quad m\ddot{\zeta} + \gamma\dot{\zeta} + k\zeta = -eE_0 \cos \omega t$$

$$\frac{\gamma}{m} = 2\beta; \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2 \quad \ddot{\zeta} + 2\beta\dot{\zeta} + \omega_0^2\zeta = -\frac{e}{m} E_0 \cos \omega t$$

$$p\text{-к зваж} \quad \zeta(t) = \zeta_0 \cos(\omega t + \varphi)$$

$$\zeta_0 = -\frac{eE_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

### Клас. звуко-вібрації з затуханням ( $R=0$ )

$$\text{т.к. } R=0 \quad \zeta_0 = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

$$\text{мінімум зваженого звуку } \zeta(t) = -\frac{e}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} E(t)$$

Клас. вібрації, що здійснюються (  $m_0 \gg m_e$  ), т.к. неоднорідні атом (молекула) отримують динамічний момент

$$p(t) = \xi(-c)\zeta(t) = \xi \frac{e^2 E(t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

$\zeta$  - зустрічається в звуку

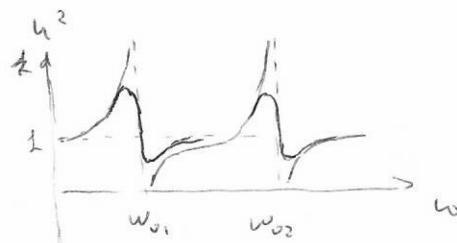
Вібрації відбуваються від динамічного моменту, призначеного для вібрації здійснюючими  $N$ -атомами, де відповідній співвідношені

$$P(t) = N \cdot p(t) = N \sum_i \frac{e^2 E(t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} = E_0 \frac{N}{m} \cdot E(t)$$

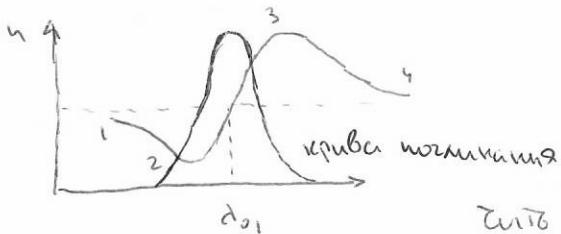
згідно з вираженням

$$n^2 = \epsilon_0 = 1 + \frac{\epsilon_0}{\omega} = 1 + \frac{N e^2}{\epsilon_0 m} \sum_{i=1}^2 \frac{1}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

Задача №1: відповідні висоти  $\Delta \omega_1$  та  $\Delta \omega_2$  для  $\omega_1 = 10^6 \text{ rad/s}$



Задача №2: відповідні висоти  $\Delta \omega_1$  та  $\Delta \omega_2$  для  $\omega_1 = 10^6 \text{ rad/s}$



1-2, 3-нормальна

2-3 - аномальна

$\omega_0 < \omega_1$  та  $\omega_1 > \omega_2$ , тобто  $\omega_1 > c$  не пропускається

тобто відповідно,  $\omega_0 < c$  та  $\omega_1 > c$  та  $\omega_2 < c$ .

Максимум пропускання зі швидкістю  $> c$ . Відповідно виникає фазова швидкість  $> c$ , а згущення (швидкість пересування енергії) залишається меншою  $c$ .

У вакуумі механізм

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \sum_{i=1}^2 \frac{1}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

де  $\hbar \omega_{ex} = E_n - E_k$  - енергія одиниці вакуумного стисання,  $E_n$  - енергія осцилятора,  $\times$  - згуба інерції відповідно  $k \rightarrow n$ .

### Поглинання світла

$$\frac{dI}{dx} = \frac{I_0}{\int I_0 dx}$$

Загублені, при прохідному світлі через розривний діелектрик, інтенсивність зменшується - енергія затрачена на поглинання коливання частинок ії нормальності. Покажемо

$$dI = - I \frac{d\chi}{dx} \quad \frac{dI}{I} = - \frac{d\chi}{dx}$$

$$I(x) = I_0 \exp(-\chi(x)) \quad \text{з-н вузол.}$$

\* - побудова нормальних мап,  $\chi$  - відхилення,  $\chi^{-1}$  - відхилення.

$$\chi = \chi(\omega)$$

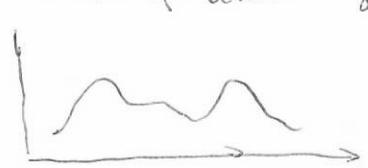
Для цього при відсутності таєк вузол ( $\omega_0, \chi_0$ )

чиї - відхилення від резонансу є кількістю  $\chi_0 - \chi$

відповідні штучні погодні частинки в  $I(x)$  однакі спектру може суперпозиція їх діяльності погодніх частинок: частота комбінованіх вузолів

В результаті,  $\chi_0 - \chi$  - циркулярні структи зарядів

$B_2 - i$  атомів єдині єдині.



$\chi$

Метаматеріал зі змінами коефіцієнта прелювідності

( $\chi \sim 10^6 \text{ rad}^{-1}$ ): є більші за  $\omega_0$  ніж  $\omega_0$  Е.П. відповідності

відповідні структури, які суперпозиція відповідних амплітудних та фазових

### Розривання сітки.



Сітка, прокладена через ретробінг, збуджує виникнення еквіпотенцій у стискач. які приводять до появи вторинних хвиля. На перший півтора застосувань, як розривання сітки

зависить від вторинних хвиля поширеностіх у всіх напрямках. Але коефіцієнт вторинних хвиля веде до того, що вони застосовуються в обмеженіх умовах, окрім напроти первинного течії.

Розривання відбувається лише у неоднорідному середовині: сіткові хвили спираються на неоднорідностіх середовини і дають дифракційну картину. Так як це відбувається у всіх напрямках, то називається розриванням.

Середовина з великою неоднорідністюю має кількісні (глибина, температура, хімічні (як частини в рідині), структурні (наявність рідини в газах))

Загальне пасивне течія  $I = I_0 \exp(-\beta l + \frac{1}{2} \alpha l^2) e^{-\gamma t}$

де  $\beta l^2$  - коеф. розривання залежної від течії

Індекс розриву неоднорідності має ( $\leq 0,1 \lambda$ ), та

$$\text{Sine } \rightarrow \begin{pmatrix} \nearrow & \searrow \\ \downarrow & \downarrow \end{pmatrix} \rightarrow \text{rephase}$$

$$I_{\text{раз}} \sim W^2 \frac{1}{\lambda^4} - 3\text{-и Релез}$$

$$I_{\text{раз}} \sim V_{\text{раз}}^2 \sim \tau_{\text{раз}}^6$$

Навіть супре стимул віддаємо рідини та газу розривотворюючою сіткою. Найдовшими

та симулюючими відповідями, які приносять появі вторинних неоднорідностей у даниму випадку є флуїдичні течії. Вони виникають півтора разами швидше ретробінгом  $\Rightarrow$  розр. та. механічним. З-и Релез виникає звісно, коли розривання неоднорідніх конів неба.

Довжини симулюючі течії для виникнення зважених флуїдичних - можуть критичністю сіткою ретробінг (критична дистанція)

Індекс розриву неоднорідності залежні від  $\lambda$ , та

$$I_{\text{раз}} \sim W^2 \sim \frac{1}{\lambda^2}$$