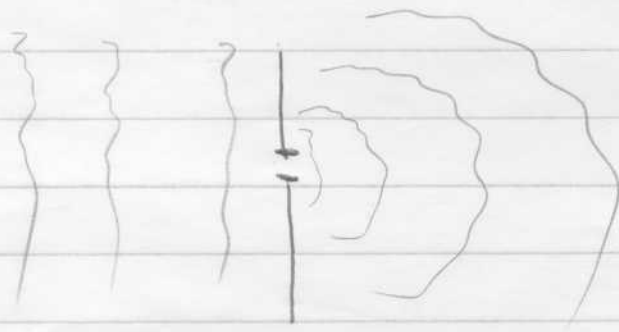


DIFFRAKTION

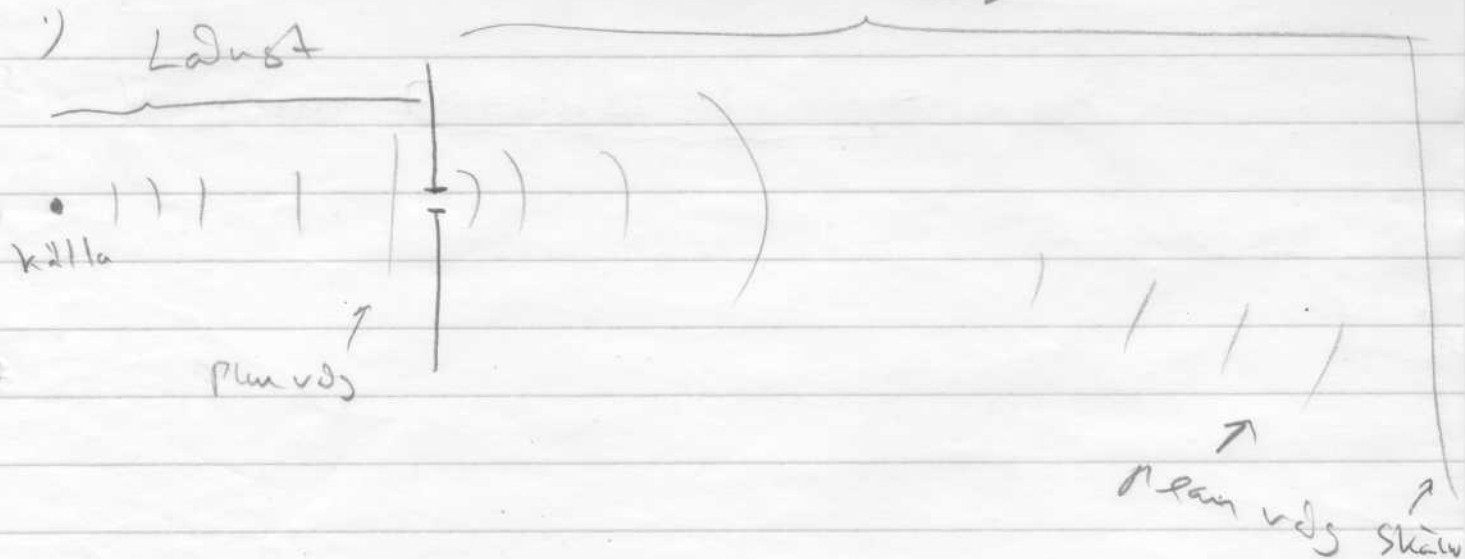
Spredning av vågor då de passerar en liten öppning.

Jämför med en vållavd:



ju mindre öppning, desto mer spredning.

Ljud



"Fraunhofer diffraction"

"Far-field diffraction"

"Fjärr-fälts diffraction"

2)

Källa

vågor

Skärm

eller

Skärm

~~✓~~

"Fresnel diffraction"

"när-fälts diffraction"

HUYGENS-FRENELS PRINCIP

Varje punkt på en vågfront kan ses som en sekundär punktkälla. Alla punkter efter vågfronten måste ses som en oändlig superposition av dessa sekundära vågor.

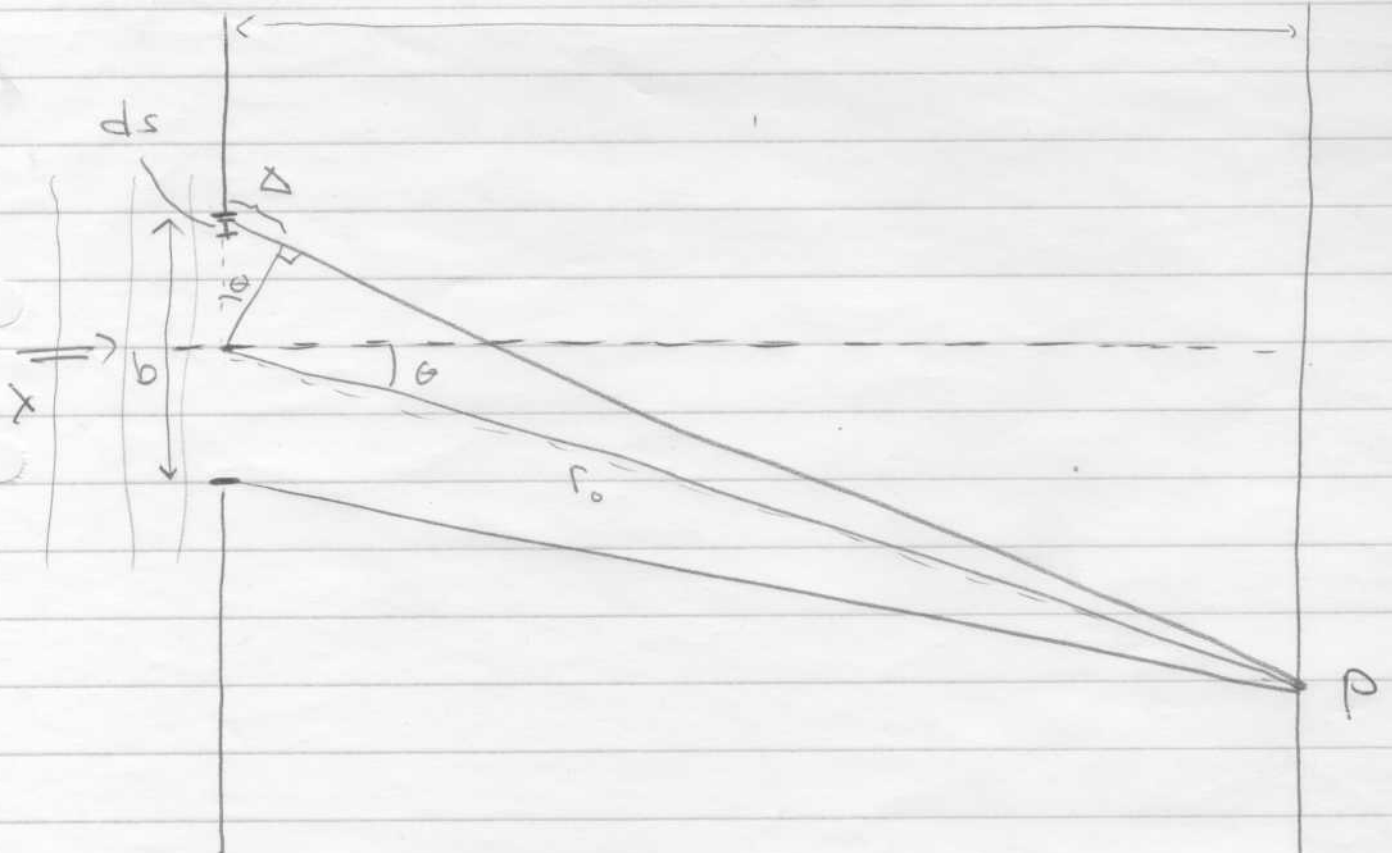
$\Rightarrow$ Diffraction är ett interferensfenomen

Enkel spalt

smal, men "bändligt hög".

belyses med plan, monokromatisk våg

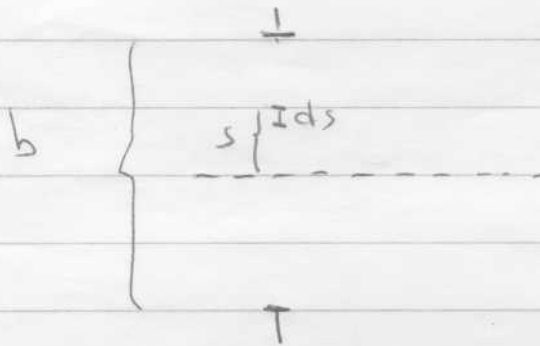
$$L \gg b$$



Betrakta en infinitesimalt liten del av spalten (längst upp), med längd ds . Avståndet till en punkt P på skärmen släpa sig från avståndet från "mittpunkten" med Δ

$$\Delta = \frac{b}{2} \cdot \sin \theta \quad (\text{jämf. int. i dubbelspalt})$$

För en enda del, ds , på godtyckligt avstånd, s från "mittpunkten":



$$\Delta(s) = s \cdot \sin \theta$$

Låt varje liten källa ds , ha en fält amplitud.

$$dE_{s0} = \frac{E_0 \cdot ds}{b}$$

Alla sekundära vågor är i fas vid spelet ~~in~~
(plan våg).

Varje liten källa sänder ut en sfärisk våg. I en
pål. P, på en skärm, blir bidraget till
totala fältet, från ds :

$$dE_p = \frac{E_0 \cdot ds}{r \cdot b} \cdot e^{i(kr - \omega t)}$$

där E_0 är "fältstyrkan" av de sfäriska vågorna
[V], och svaren ungefär mot ~~E_0~~

Lita variabeln av $r \Rightarrow$

$\Rightarrow$ { Amplituden växla oändligt
Fasa kan ändras mycket

$$> dE_p \approx \frac{E_0 \cdot ds}{r_0 \cdot b} \cdot e^{i(k(r_0 + \Delta) - \omega t)}$$

Superposition $\Rightarrow$

$$E_p = \underbrace{\left\{ \frac{\epsilon_0}{r_0 b} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} e^{iks \cdot \sin \theta} ds \right\}}_{\text{amplitude}} e^{i(kr_0 - \omega t)} = E_{p0} \cdot e^{i(\dots)}$$

$$E_{p0} = \frac{\epsilon_0}{r_0 b} \left[\frac{e^{iks \cdot \sin \theta}}{ik \cdot \sin \theta} \right]_{-b/2}^{b/2} =$$

$$= \frac{\epsilon_0}{r_0 b} \cdot \frac{1}{ik \cdot \sin \theta} \cdot \left(e^{i \frac{kb}{2} \sin \theta} - e^{-i \frac{kb}{2} \sin \theta} \right)$$

$$\text{L\u00e4t } \beta = \frac{kb}{2} \sin \theta$$

$$\Rightarrow E_{p0} = \frac{\epsilon_0}{r_0 b} \cdot \frac{b}{i \cdot 2\beta} \left(e^{i\beta} - e^{-i\beta} \right) =$$

$$= \frac{\epsilon_0}{r_0 \beta} \sin \beta = \frac{\epsilon_0}{r_0} \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)$$

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \left(\frac{E_0}{r} \right)^2 \cdot \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$$

där $\beta = \frac{1}{2} k b \sin \theta$

~~OH 13-1~~
OH 15-2

i "mitten" ; $\theta = 0 \Rightarrow \beta = 0 \Rightarrow I = I_0$

Diffractionsmin :

$$\sin \beta = 0 \quad (\beta \neq 0)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2} k b \sin \theta = m \pi, \quad m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$$

$$b \sin \theta = m \frac{2\pi}{k} = m \lambda$$

Villkor för diffractionsmin

$$b \sin \theta = m \lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$$

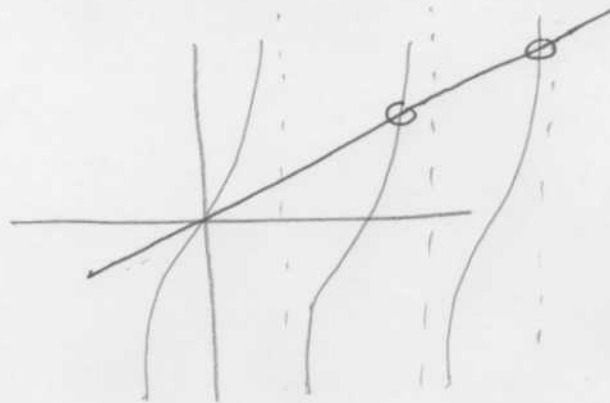
Sidomat

$$\text{f} \ddot{a} \text{r f} \ddot{o} \text{r } \frac{d}{d\beta} \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\cos \beta}{\beta} - \frac{\sin \beta}{\beta^2} = \frac{\beta \cos \beta - \sin \beta}{\beta^2} = 0$$

$$\Rightarrow \beta \cos \beta = \sin \beta \quad \Rightarrow \quad \beta = \tan \beta$$

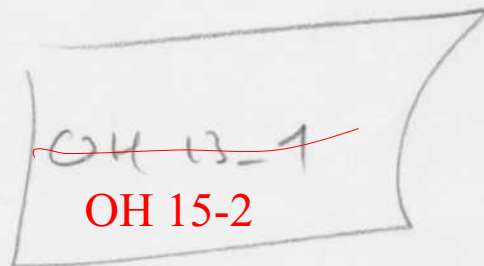
sökna analytiske lösningar!



$$1:a \text{ sidomat} : \beta_1 \approx 1.43\pi \approx \frac{3\pi}{2}$$

$$2:a \text{ ---} : \beta_2 \approx 2.46\pi \approx \frac{5\pi}{2}$$

$$3:a \text{ ---} : \beta_3 \approx 3.47\pi \approx \frac{7\pi}{2}$$



"liten vinkel" - approx:

$$\text{Om } L \rightarrow \infty \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \theta \text{ litet och } \sin \theta \approx \theta \approx \tan \theta = \frac{y}{L}$$

där y är avståndet från centralmax till en punkt svärande med vinkeln θ

~~OH 13-1~~
OH 15-2

Villkor för min:

$$\frac{b y}{L} = m \lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots$$