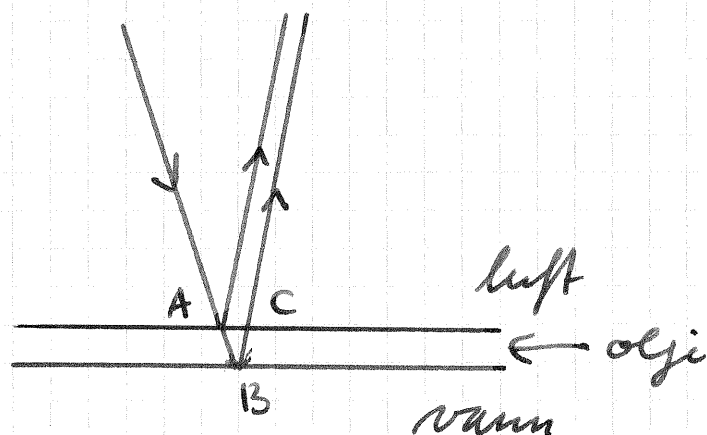


Interferens p.g. a. tygge lag

Lys reflekteret fra to sider av
tygge lag (d.v.s. filmer med
tykkelse av størrelsesorden λ),
f. eks. oljefilmer på vann,
interferens.



I observasjonsvinkelen der de to lystråler
møtes med samme fase (f. eks.
på nulllinjen) får vi konstruktiv
interferens og lysmaksima.

Merk at forskellige farver vil
 få maksima for forskellige
 observations vinkler. Belyses filmen
 med hvidt lys, vil vi derfor kunne
 se forskellige farver i forskellige
 observations vinkler.

Merk også at i media med
 brydningsindeks n_1 udbrederes
 lysstråler med samme farve for
 grænseflade mod media med
 $n_2 < n_1$, men med totalreflek-
 tion (d.v.s. π forskellige)
 når $n_2 > n_1$.

Interferens - striber eller -ringe kan
 også fås p.g.a. luftspalt mellem
 to glasskiver.

Kohærens

Generelt om kohærens

Indenfor tålgelar:

Ordet kohærens begrundes når det er en bestemt sammenhæng mellem
 fæne til forskellige skæle
 (tålge) eller forskellige dele af
 samme skæle.

For en skæle omfatter en om:

- i) Kohærensareal
- ii) Kohærens længde.

Merke at de to talge vi hithil

har regnet med har vært
idealtide tilfeller. Det har
vært lysbølgen som er fullstendig
koherent, d.v.s. absolutt bestemt
for sammenheng over hele stråle-
tverrsnittet og ∞ lang koherens-
lengde. (Først for $E = E_0 \cos(kx - \omega t - \varphi)$
har forutsetninger for $x = -\infty$ til
 $x = +\infty$.)

Det er selvsagt sammenheng mellom
frekvensbredde Δf og
koherenslengde l_c for en
lysstråle. Men det er ikke
entydig hvordan denne
sammenheng skal være.

En vanlig bruk sammenheng er

$$h_c = \frac{c}{\Delta f}.$$

eller, en *frimagn*

$$h_c = h \frac{c}{\Delta f}$$

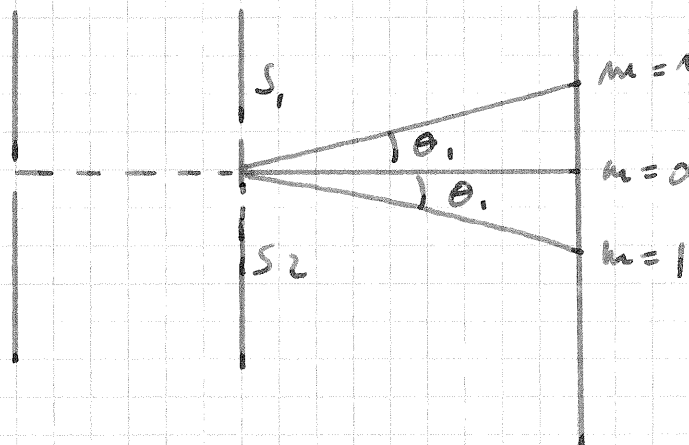
med $0.1 \leq h \leq 1$ (alt etter
fremensfordeling og forfalte).

Koherenstiden τ_c er gitt ved

$$\tau_c \equiv h_c / c.$$

Når det gjelder deler av to forskjellige
skaler, kan en ha alle disse
fullstendig koherente dersom de
har en fullstendig bestemt
fremensforhold (d.v.s. som
absolutt ikke varierer med tiden).

Om en lyskilde er koherent nok
 (d.v.s. f. eks. har lang nok
 koherens længde) eller ikke,
 afhænger af hvilket eksperiment
 en gøres. F.eks. i Youngs
 interferensforsøg vil et
 tilstrækkelig lille afsnit af
 rødt lys fra S_1 , som
 er koherent med lys fra S_2
 dermed vi bare betragte interferens-
 maksima (gilt med $\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{d}$)



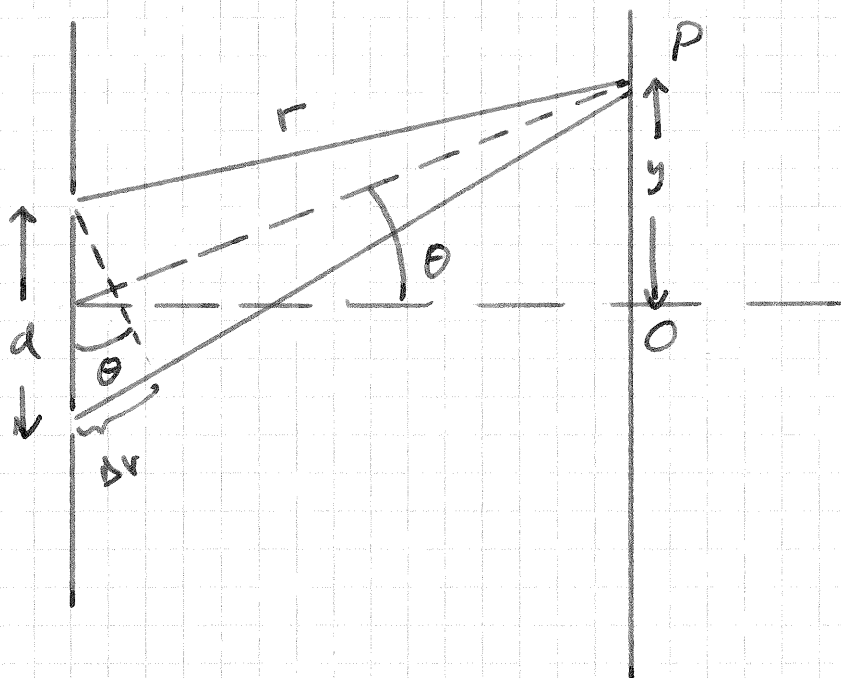
Ugyldig for
 $m \geq 2$.

med $m = 0, 1$, men inikohærent 246

for $m \geq 10$. (Det vil vi vi kan
kohærent lys fra S_1 og S_2 på
observeringsplanen for vinkel θ at
 $\sin \theta \leq \frac{\lambda}{d}$ og inikohærent for vinkel θ
at $\sin \theta \geq 10 \frac{\lambda}{d}$.) Dette fordi
hvidt lys har kohærelængde $\approx$
strålebredden $1 \mu m \approx 1 \lambda$.

Vi kan derfor ikke få varige
interferensstriber for hvidt lys
for $\sin \theta \geq 10 \frac{\lambda}{d}$ (men vi får
det dersom vi felter det
hvide lys tilstrækkelig, d.v.s.
kan slippe gennem et lite
fulvæksområde Δf . $\star$

Erkennit for koherent og
inkoherent lys i Youngs
bølgesperiment.



Da vi utledet interferensmønster som
dannes under Youngs bølgesperiment
antok vi fullstendig koherent.
Vi hadde at

$$E_0 = E_1 + E_2$$

$$= E_0 [\cos(kr - \omega t - \varphi')]$$

$$+ \cos(k(r + \Delta r) - \omega t - \varphi'')]$$

$$\text{der } \delta = k \Delta r = k d \sin \theta.$$

Dermed vi åpner for at lyset
fra S_1 og S_2 brydd vinkelen θ ikke
er fullstendig koherent for
observasjonssystemet, kan dette
uttrykkes ved

$$E_1 = E_0 \cos(\Phi_1(t))$$

$$E_2 = E_0 \cos(\Phi_2(t))$$

Merke at vi velger $\Phi_1(t)$ og $\Phi_2(t)$
slik at også romdelene $\sin$ er i
 $\Phi_1(t)$ og $\Phi_2(t)$. Dette er derfor
spesielt for punkt P (d.v.s. avhengig
av P s plassering) og blir anderledes
for andre punkt for observasjonssy-
stemet.

Når vi har koherent lys i punkt P
vil vi ha

$$\Phi_1(t) = kx - \omega t - \phi_1 \quad \leftarrow \text{konstant}$$

er

$$\Phi_2(t) = k(2 + \Delta t) - \omega t - \varphi_2$$

↑
konstant.

Merk at disse uttrykkene er litt mer generelle enn uttrykket på side 247 til venstre. (F.eks. tillate vi at en koherent bølge kommer litt senere enn mot spaltbølgen.)

Altred, har vi

$$\Delta \Phi(t) = \Phi_2(t) - \Phi_1(t)$$

$$= \underset{\substack{\uparrow \\ \text{konst}}}{\delta} - (\underbrace{\varphi_2 - \varphi_1}_{\equiv \varphi_s}) = \delta - \varphi_s$$

betyr at lysst for S_1 og S_2 er koherent i P fordi faseforskjellen

$\delta - \varphi_s$ er konstant (men avhenger av θ).

250

Ni fri da videne (fri samme måte som fri)

$$E_0 = \underbrace{2E_0 \cos\left(\frac{\delta - \varphi_s}{2}\right)}_{E_{\theta_0}} \cos\left(kz - \omega t - \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2} + \frac{k\Delta r}{2}\right)$$

sz

$$\begin{aligned} \boxed{I_{\theta}} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_{\theta_0}^2 = 2 \epsilon_0 c E_0^2 \cos^2\left(\frac{\delta - \varphi_s}{2}\right) \\ &= \boxed{2 \epsilon_0 c E_0^2 \cos^2\left(\frac{k d \sin\theta - \varphi_s}{2}\right)} \end{aligned}$$

Dette er samme resultat som tidligere for vide 235 - bortsett fra at interferensmønstret har flyttet seg (ikke lenger maks. intensitet rett bak midtstopper når $\varphi_s \neq 0$.)

Ni betrakte nå tilfellet at

$\Delta\Phi(t)$ ikke er konstant, det vil si

at lyset i punktet P ikke er
koherent.

Vi begynder først E_0^2 :

$$E_0^2 = (E_1 + E_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2$$

$$E_1^2 = E_0^2 \cos^2 \Phi_1(t) = \frac{E_0^2}{2} (1 + \cos [2\Phi_1(t)])$$

$$E_2^2 = \frac{E_0^2}{2} (1 + \cos [2\Phi_2(t)])$$

$$2E_1E_2 = 2E_0^2 \cos \Phi_1(t) \cos \Phi_2(t)$$

$$= E_0^2 \{ \cos [\Phi_1(t) - \Phi_2(t)]$$

$$+ \cos [\Phi_1(t) + \Phi_2(t)] \}$$

$$2 \cos \frac{\alpha+\beta}{2} \cos \frac{\alpha-\beta}{2} = \cos \alpha + \cos \beta$$

Vi antager nu at $\Phi_1(t)$ og $\Phi_2(t)$
varierer lidt med tiden at de over

den tiden τ vi betragter kan have
 lige stor sandsynlighed for alle
 værdier mellem 0 og 2π .

Antagelse 1.

Antagelse 1 er gyldig for
 koherent lys og tilsvarende
 gyldig for "normalt" inkoherent
 lys med $\tau = T = \frac{2\pi}{\omega}$.

For τ tilstrækkelig meget større end T
 vil det være fuldt gyldig for "normalt"
 inkoherent lys.

Vi får da når vi midler

$$\langle E_1^2 \rangle_\tau = \frac{1}{2} E_0^2$$

$$\langle E_2^2 \rangle_\tau = \frac{1}{2} E_0^2.$$

der $\langle \rangle_\tau$ betyr middelværdi
over tiden τ .

Så antar vi at vi behandler en
slik tid τ at oppt $|\Phi_1(t) - \Phi_2(t)|$
har like stor sannsynlighet for å ha
alle mulige verdier mellom 0 og 2π .

Antagelse 2.

Antagelse 2 kan behandles som en
definisjon for fullstendig ikke-kohærent,
det vil si, ikkekohærent lys.

Antagelse 2 er altså ikke gyldig
for kohærent lys som kan
 $\Phi_1(t) - \Phi_2(t) = \text{konstant}$.