

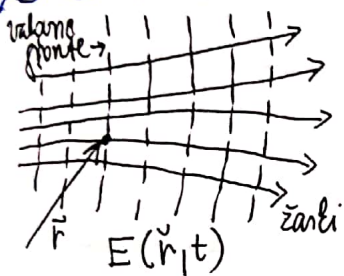
KOHERENCA SVETLOBE

(48)

Koherenca oz. koherentne lastnosti svetlobe se manifestirajo na območju povezave med fazo EMV na nečem kraju ob nečem času ter fazo EMV na nečem drugem kraju ob nečem drugem času. V pogledih o uklonu in interferenci smo predpostavljali, da imamo fazo zapisano na vsakem kraju in ob vsakem času, s čimer smo predpostavili, da je EMV popolnoma koherentno = da lahko $E(\vec{r}, t)$ zapišemo kot neko funkcijo, ki jo poznamo za vsak \vec{r} in t , se pravi $E(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}, t) e^{i\phi(\vec{r}, t)}$ ($E_0 \in \mathbb{R}$)

Še vedno obravnavamo polje E v vsakem približju, zanima nas pa predvsem fazi člen $\phi(\vec{r}, t)$. Načelno lahko v odvisnosti od eksperimenta, ločimo med ČASOVNO ali LONGITUDINALNO in PROSTORSKO ali TRANZVERZALNO koherenco.

ČASOVNA KOHERENCA



Opraviemo monokromatsko EMV na danem mestu \vec{r} .

$$E(\vec{r}, t) = E_0 e^{-i\omega t} e^{i\phi(\vec{r}, t)}$$

$$E(\vec{r}, t + \tau) = E_0 e^{-i\omega(t + \tau)} e^{i\phi(\vec{r}, t + \tau)}$$

Glede na povezavo med $\phi(\vec{r}, t)$ in $\phi(\vec{r}, t + \tau)$ ločimo valovanja, ki je

a) popolnoma koherentno $\phi(\vec{r}, t + \tau) = f(\vec{r}, \tau, \phi(\vec{r}, t)) \forall \tau$
(če poznamo fazo ob nečem času, jo poznamo tudi ob vsakem drugem času)

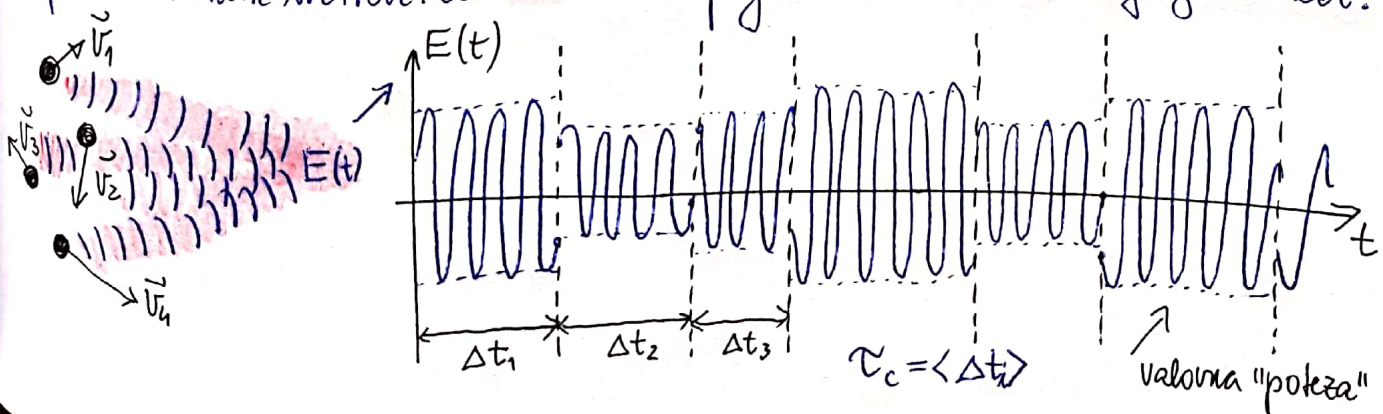
b) delno koherentno $\phi(\vec{r}, t + \tau) = f(\vec{r}, \tau, \phi(\vec{r}, t))$; $\tau < \tau_c$ koherenčni čas
(ni povezave; $\tau > \tau_c$)

c) nekoherentno $\phi(\vec{r}, t + \tau)$ in $\phi(\vec{r}, t)$ sta povsem nepovezana (naključna) za vse vrednosti τ .

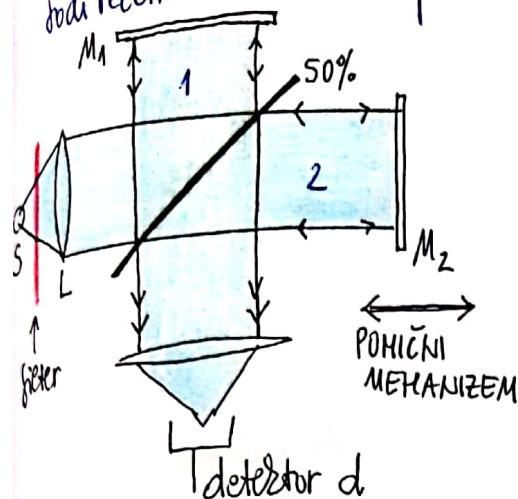
PLIN

V realnosti imamo pravično vedno opravilo z delno koherentnim valovanjem. Če si denimo predstavljamo

plinsko razredihleno cev (neonska luč) in opraviemo svetlobo ene same spektralne komponente (fijeta). Ta svetloba je superpozicija svetlobnih prispevkov vseh atomov, ki iz vzbujelega stanja prehajajo v nižje energijske stanja s svetlenjem. V času, ki je kratek v primerjavi s tipičnim časom med trki atomov, imamo vsa svetlobna polja neko določeno fazo. Ko pa dva atoma trčita, se faza naključno spremeni. Tipični čas med trki je pri $U \approx 1 \text{ kV}$, $\Delta l = 1 \text{ nm}$ in $\langle v \rangle \approx 10^3 \text{ m/s} \Rightarrow \tau_c \approx 10^{-13} \text{ m} / 10^3 \text{ m/s} \approx 10^{-16} \text{ s}$. To ustreza nekaj milijonim periodam vidne svetlobe. Celotno svetlobno polje na izbranem mestu torej izgleda kot:



časovno koherenco analiziramo s pomočjo Michelsonovega interferometra. Tj. meri-
jodi rečemo Fourierova spektroskopska. Uporabimo Twyman-Greenovo konfiguracijo.



Delni valovanja, ki interferirata na mestu detektorja, izvirata iz istega izvora S, sta pa med seboj zamaknjena za

$$\tau = \left(\frac{2\Delta L}{c_0} \right), \quad \frac{2\Delta L}{\Delta L} = \text{razlika poti med delnim valovanjem v vaji 1 in delnim valovanjem v vaji 2.}$$

$$E_d = E(t) + E(t+\tau)$$

polje na detektorju d

$$I_d \propto |E(t) + E(t+\tau)|^2 = (E(t) + E(t+\tau))(E^*(t) + E^*(t+\tau))$$

$$I_d \propto |E(t)|^2 + |E(t+\tau)|^2 + E(t)E^*(t+\tau) + E^*(t)E(t+\tau)$$

Običajno z detektorjem zajamemo signal v časovnem intervalu T, za katerega velja $T \gg \tau$. Merimo torej povprečno vrednost I_d .

$$\langle I_d \rangle \propto \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (|E(t)|^2 + |E(t+\tau)|^2 + 2\text{Re}[E(t)E^*(t+\tau)]) dt$$

Če imata delna žarka enako amplitudo (50% delno zrcalo)

$$\langle I_d \rangle \propto 2\langle |E(t)|^2 \rangle + 2 \cdot \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \text{Re}[E(t)E^*(t+\tau)] dt$$

$$G^{(1)}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E(t)E^*(t+\tau) dt \right)$$

ČASOVNA AVTOKORELACIJSKA FUNKCIJA POLJA

Če imamo dovolj ravno sinusno EMV $\Rightarrow E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$ in $E(t+\tau) = E_0 e^{-i\omega(t+\tau)}$, $E_0 \in \mathbb{R}$

$$\Rightarrow G^{(1)}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E_0 e^{-i\omega t} E_0^* e^{i\omega(t+\tau)} dt \right) = e^{i\omega\tau} \langle |E(t)|^2 \rangle = e^{i\omega\tau} E_0^2$$

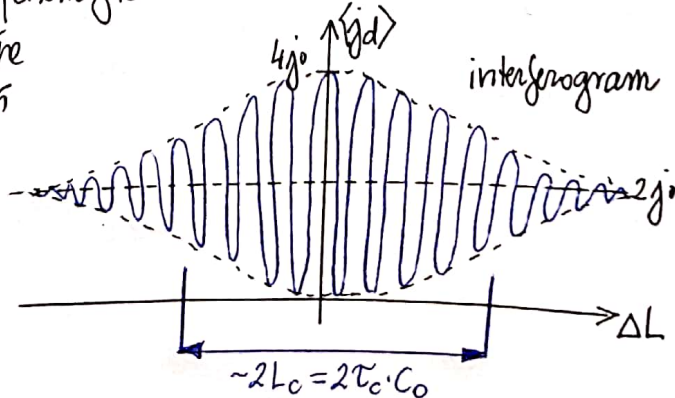
$$\langle I_d \rangle \propto 2 \cdot \langle |E(t)|^2 \rangle + 2 \text{Re}[e^{i\omega\tau} \langle |E(t)|^2 \rangle] = 2 \cdot E_0^2 + 2 E_0^2 \text{Re}(e^{i\omega\tau}) = 2 \cdot E_0^2 + 2 \cdot E_0^2 \cos(\omega\tau)$$

$$\tau=0 \quad \langle I_d \rangle = 2 \cdot I_0 + 2 I_0 \cos(\omega\tau), \quad \omega\tau = \omega \left(\frac{L_1}{c_0} - \frac{L_2}{c_0} \right) \cdot 2 = \frac{2 \cdot \omega \cdot \Delta L}{c_0} = 2 \cdot k \cdot \Delta L = \Delta\phi = k \cdot \Delta L$$

$$\langle I_d \rangle = 4 \cdot I_0 \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \text{ to je rezultat, ki smo ga dobili že na strani 36}$$

Vendar, ko obravnavamo opazimo le v določeni razdalji: ko $\Delta L = 0$. Ko pa ΔL povečujemo, se prične koherenca izgubljati in kontrast interferenčnega vzorca "bledi". Pri zelo velikih vrednostih ΔL imata delna žarka v vaji 1 in 2 majhni kontrast, $\Delta\phi$ zavzema vse možne vrednosti med 0 in $2\pi \Rightarrow \langle \cos \Delta\phi \rangle = 0 \Rightarrow$

$$\tau \rightarrow \infty \quad \langle I_d \rangle = 2 \cdot I_0$$



$L_c = c_0 \tau_c = \text{koherenčna dolžina}$

to je tista dolžina, ki jo svetloba prepotuje vzdolž svoje smeri znotraj koherenčnega časa. To je razdalja med L_1 in L_2 mikroskop, tako da je $\Delta L < L_c$, dobimo pri premeritvi vzorca izraza te maksimume in minimume, za $\Delta L > L_c$ pa se kontrast interferenčnih vzorcev izgubi.

WIENER-KHINCHINOV TEOREM

50

Ker polje analiziramo oz. detektiramo v nečem žičnem časovnem intervalu T , ga demu
izkazemo lahko razvijemo v Fourierovo vrsto:

$$E(t) = \sum_n A_n e^{-i\omega_n t \cdot n}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

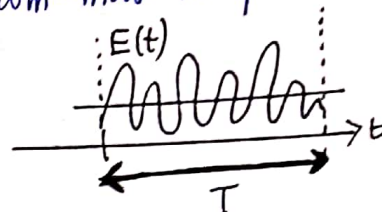
$$\omega_n = n \cdot \omega_0 = n \cdot \frac{2\pi}{T}$$

Podobno lahko zapišemo

$$E^*(t+\tau) = \sum_m A_m^* e^{i\omega_m(t+\tau)}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\omega_m = m \cdot \omega_0 = m \cdot \frac{2\pi}{T}$$

$$E(t) = \sum_n A_n e^{-i\omega_n t} \quad E^*(t+\tau) = \sum_m A_m^* e^{i\omega_m(t+\tau)}$$



Oba izraza vstavimo v definicijo za časovno avto korelacijsko funkcijo polja:

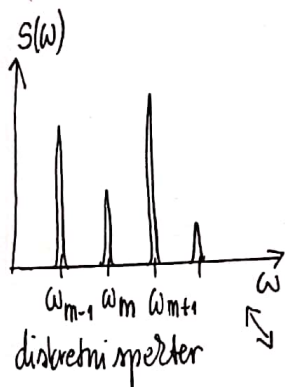
$$G^{(1)}(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \sum_n A_n A_m^* e^{-i\omega_n t} e^{i\omega_m(t+\tau)} dt \right)$$

$$= \sum_{n,m} A_n A_m^* \left(\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} e^{i(\omega_m - \omega_n)t} dt \right) \cdot e^{i\omega_m \tau}$$

$$G^{(1)}(t) = \sum_m |A_m|^2 e^{i\omega_m t}$$

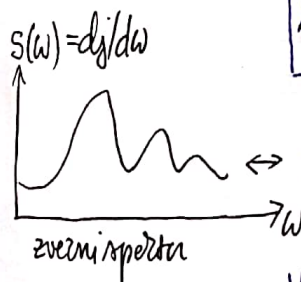
ta izraz v limiti $T \rightarrow \infty$ preide v $\delta(\omega_m - \omega_n)$
(T = čas zaznavanja signala)

Dobljeni izraz sedaj integriramo še po T (in množimo z $e^{-i\omega T}$)
(T je povezan s premerilnim zrcalom v interferometru)



$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} G^{(1)}(t) e^{-i\omega T} dt = \sum_m |A_m|^2 \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{T/2} e^{i\omega_m T} e^{-i\omega T} dt \right] = |A_m|^2 \delta_{\omega_m = \omega} \propto S(\omega)$$

$$S(\omega) \propto \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} G^{(1)}(t) e^{-i\omega T} dt$$



Spekter svetlobe je Fourierova transformirana časovna avto korelacijska funkcija polja $G^{(1)}(t)$.
ime \Rightarrow Fourierova spektroskopija

V eksperimentu pri Fourierovi spektroskopiji je pomembno, da signal us detektiramo (d)
mejno oz. povprečimo čim daljši čas. V resnici mora veljati $T \gg T_c$. Če bi imeli
krajši čas, spekter ne bi opazili, da je "prosto", ampak bi dobili tak rezultat
kot pri totalno koherentni svetlobi.

Druge pomembne stvari je, da naredimo meritev tudi pri velikih razmikih zrcal $\Delta L \gg T_c c_0$.
To pa zato ker je T_c vsakršni statistični parameter kin dolžine nekoherentnih valovnih
paketov lahko tudi zelo velike. Pravo vrednost povprečja $T_c = \langle \Delta t \rangle$ lahko dobimo le če
v eksperimentu preverimo vse možne vrednosti.

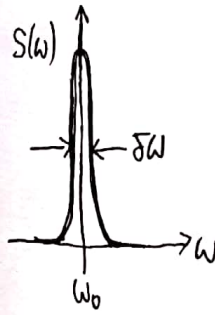
V praksi središči mihi $T = \infty$ ali $\Delta L = \infty$ ni možno doseči. Težave rešimo z upoštevanjem
t.i. densitnih funkcij:

$$E = E_0 e^{-i\omega t} \Rightarrow G^{(1)}(t) = E_0^2 e^{i\omega t} \Rightarrow S(\omega) \propto \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} e^{-i\omega t} dt = \delta(\omega)$$

Če je svetloba povsem koherentna $E = E_0 e^{-i\omega t}$
Spekter je δ funkcija! Drugače pa v splošnem velja

$$\delta\omega \cdot T_c \gtrsim 2\pi$$

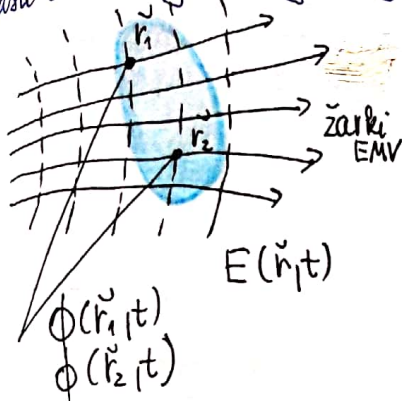
Körner-Müllerski princip nedoločeniosti
Spekter je km širši, čim krajši je koherentni čas.



PROSTORSKA KOHERENCA

(51)

Pri prostorski koherenci nas zanima faza valovanja na dveh različnih krajih ob enakem času t . Območje znotraj katerega so faze povezane imenujemo koherenčna ploskev.



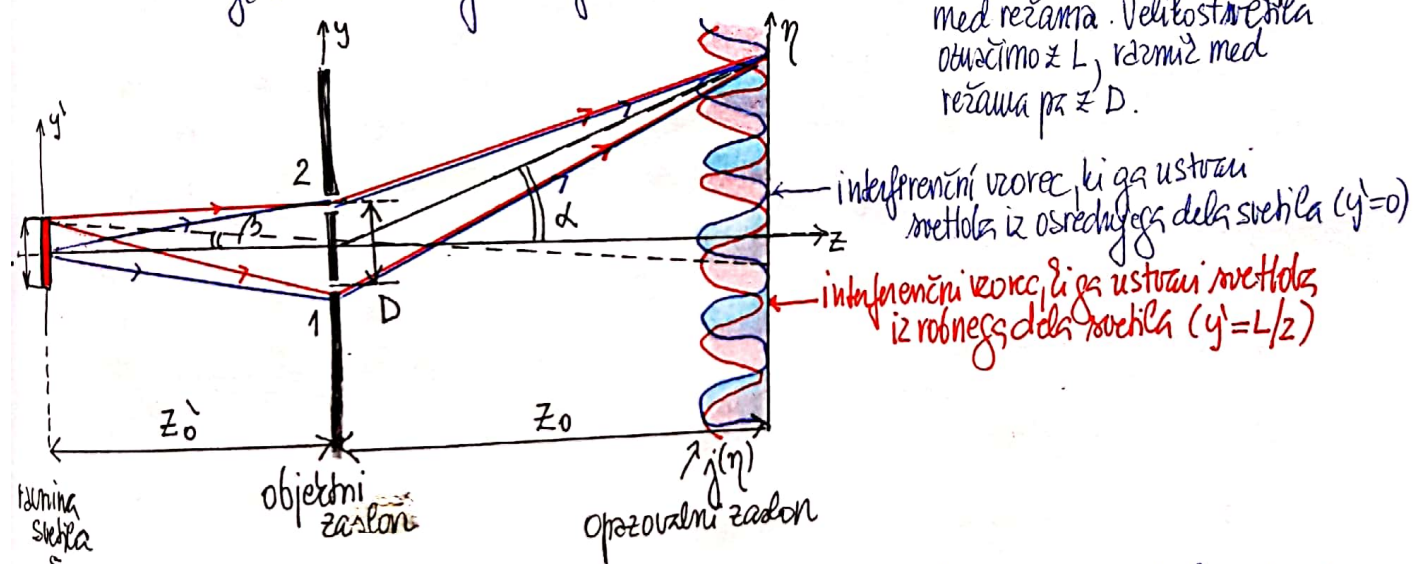
$$\phi(\vec{r}_2, t) = f(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, t, \phi(\vec{r}_1, t)) \quad \vec{r}_1, \vec{r}_2 \text{ sta znotraj iste koherenčne ploskve}$$

$\phi(\vec{r}_2, t)$ in $\phi(\vec{r}_1, t)$ nista povezana med seboj
 \vec{r}_1 in \vec{r}_2 sta na različnih koherenčnih ploskvah.

Ker se faza pri tem spreminja predvsem v smeri pravokotno na žarke - govorimo o transverzalni koherenci.

Prostorsko koherenco analiziramo s pomočjo Youngovega eksperimenta. Zajemamo valovanje iz dveh različnih območij valovne fronte in zanima nas ali na oddaljenem zaslonu opazimo interferenčni (valovni) vzorec ali ne.

Denimo, da imamo neko običajno plinško svetilko končnih razsežnosti, ki jo uporabimo kot izvor svetlobe za Youngov eksperiment. Pokazali bomo, da je kontrast interferenčnega vzorca odvisen od velikosti svetilke in od razdalje med režama. Velikost svetila označimo z L , razmik med režama pa z D .



Na opazovalnem zaslonu dobimo superpozicijo interferenčnih vzorcev svetlobe, ki izvira iz različnih delov svetila in nato prehaja skozi reže 1 in 2 v objektnem zaslonu na opazovalni zaslon. Fazi zamuš med valovanjema, ki se širita skozi reže 1 in 2 zapišemo kot

$$\Delta\phi = \Delta\phi(y, y') = k \cdot D \cdot \sin\alpha + k \cdot D \cdot \sin\beta, \quad \sin\alpha \sim \alpha \sim \frac{y}{z_0}, \quad \sin\beta \sim \beta \sim \frac{y'}{z_0}$$

fazi zamuš, ki nastane po prehodu reže 1 in 2. fazi zamuš, ki nastane pred upadom na reže 1 in 2.

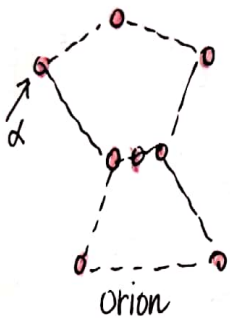
Za interferenčni vzorec na dveh odličnih režah velja vzorec $I = 4 I_0 \cos^2(\frac{\Delta\phi}{2}) = 2 I_0 (1 + \cos\Delta\phi)$. Interferenčni vzorec, ki ga ustvari svetloba, ki prihaja iz $y'=0$ (medina svetila) ima maksimume pri $k \cdot D \cdot \sin\alpha = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$. Interferenčni vzorec, ki ga ustvari svetloba z območij $y' > 0$, pa ima maksimume preuvažene z drugimi vrednostmi α . Če bomo maksimumi vzorca svetlobe, ki prihaja iz $y'=L/2$, preuvaženi ravno za minimume vzorca svetlobe, ki prihaja iz $y'=0$, sebo interferenčni vzorec porabi izpoprčje. To se zgodi, kadar velja $(k \cdot D \cdot \sin\beta)_{\max} = k \cdot D \cdot \frac{L}{2z_0} = \pi \Rightarrow \frac{D}{\max} \frac{2z_0 \pi}{k \cdot L} = \frac{z_0 \lambda}{L}$

Maksimalna razdalja med režama D_{max} pri kateri interferenčni vzorec izgine oz. se izpovpreči, je menlo za tranzverzarno koherentno razdaljo svetlobe, ki prihaja na objektivni zaslon. (52)
 vrednost (D_{max}) pa je menlo za koherentno ploskev vpadne svetlobe.

Koherentno razdaljo meke svetlobe oz. EMV (monohromatskega!!) torej dolžino faze, da v Youngovem eksperimentu najprej postavimo reži blizu skupaj in opazujemo interferenčni vzorec na oddaljenem zaslonu. Potem pa reži razmikamo in opazujemo, kako interferenčni vzorec počasi blede. Ko popolnoma zbledi, smo dosegli razmik D_{max} , ki ustreza koherentni razdalji vpadnega EMV.

MERJENJE VELIKOSTI ZVEZD

Z navedenim eksperimentom je možno izmeriti velikost zvezde, če poznamo njeno razdaljo od Zemlje. Na ta način so leta 1920 prvič izmerili premer kakere tudi zvezde. In sicer so merili zvezdo α -Oriona (Betelgeza).



$$z_0 \approx 600 \text{ svetlobnih let}$$

interferenčni slik je zbledel na razdalji $D_{max} \approx 2 \text{ m} \Rightarrow$

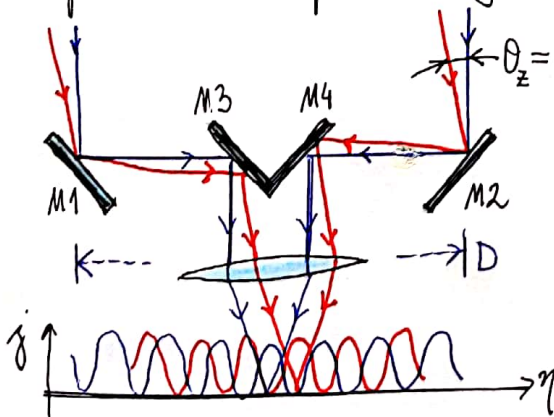
$$D_B = 2R = L = \left(\frac{z_0 \cdot \lambda}{D_{max}} \right) = \frac{600 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 (3 \cdot 10^8 \text{ m/s})}{2 \text{ m}} \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ m} \approx 1.4 \cdot 10^{12} \text{ m}$$

premer Sonca $D_S = 1.4 \cdot 10^9 \text{ m}$

izmerili so torej da je $D_B \approx 1000 D_S$

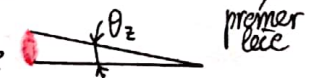
Danes iz drugih meritev vemo $D_B = (887 \pm 203) D_S$

S teleskopi lahko dobimo podobno ločljivost, vendar jih je bolj zahtavno zgraditi. ($L_{min} = 1.22 \frac{\lambda z_0}{D}$)



$$\theta_z = \frac{2R}{z_0} = \frac{D_B}{z_0}$$

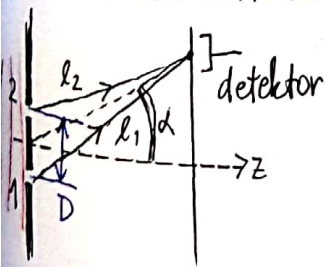
zorni kot zvezde



modre črke označujejo pot svetlobe, ki prihaja iz
 sredine zvezde, rdeče pa pot svetlobe, ki
 prihaja iz roba zvezde. Na koncih smeri nudijo določa
 zorni kot zvezde θ_z .

V eksperimentu spreminjamo razdaljo med
 zrcaloma M1 in M2, ki uadomeščata reži
 v Youngovem poskusu in opazujemo bledeče int. vzorca.

Teorem Van Citterta in Zernikeja:



Podobno kot pri Michelsonovem interferometru v Fourierovi predstavitvi, tudi v tem eksperimentu z detektorjem merimo dolgo časa, tako da velja:

$$\langle I \rangle \propto \langle |E_1(t)|^2 + |E_2(t+\tau)|^2 \rangle + 2 \text{Re} \left(\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E_1(t) E_2^*(t+\tau) dt \right)$$

polje svetlobe iz reže 1.

polje svetlobe iz reže 2.

$\Gamma_{12}(\tau) =$ NAVZKRIŽNA KORELACIJSKA FUNKCIJA POLJA

$$\tau = \frac{l_1 - l_2}{c_0} \approx (k \cdot D \cdot \sin \alpha) / c_0$$

Če je svetloba iz prostornih reže časovno koherentna, velja $E_2^*(t+\tau) = e^{-i\omega\tau} E_1^*(t)$

$$\Rightarrow \Gamma_{12}(\tau) = \text{Re} \left(e^{-i\omega\tau} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E_1(t) E_2^*(t) dt \right) = \text{Re} \left(e^{-i\omega\tau} J_{12} \right)$$

J_{12} člen $J_{12} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E_1(t) E_2^*(t) dt$ je odvisen od prostorske koherence in določa kontrast oz. vidljivost interferenčne slike.

Polarizirano da, da je vrednost J_{12} povezana z intenzivnim profilom svetlobnega izvora $j(x', y')$, pri čemer j označuje gostoto izsevanja svetlobnega toka.

$$J_{12} = \frac{\pi}{z_0^2} \iint j(x', y') e^{ikx'\tilde{\Delta x}} e^{iky'\tilde{\Delta y}} dx' dy'$$

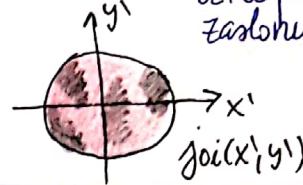
teorem Van Citterta in žernikeja

Vidljivost oz. kontrast interferenčne slike $J_{12}(x_1, y_1; x_2, y_2)$ je 2D Fourierova transformirana intenzivnega profila izvora. Velja pa seveda tudi obratno: D Fourierovo transformacijo vidljivosti po $\tilde{\Delta x}$ in $\tilde{\Delta y}$ lahko dobimo intenzivni profil svetlobnega objekta (astronomija).

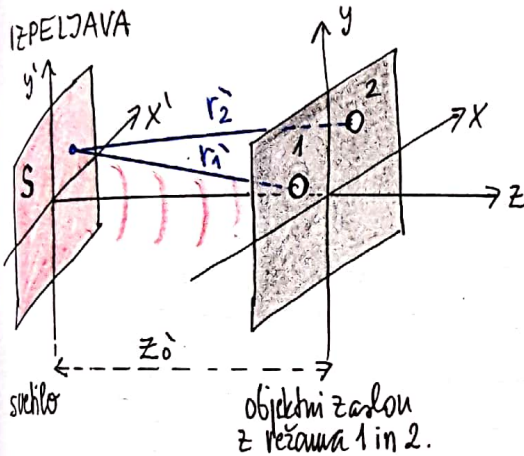
$$\tilde{\Delta x} = \frac{x_2 - x_1}{z_0} \quad \tilde{\Delta y} = \frac{y_2 - y_1}{z_0} \quad (53)$$

(x_1, y_1) = koordinate prve reže 1 oddaljene v objektivnem žarišču,

(x_2, y_2) = koordinate druge reže 2 oz. odprine v objektivnem žarišču.



IZPELJAVA



$$J_{12} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E_1(t) E_2^*(t) dt = \langle E_1(t) E_2^*(t) \rangle, \quad \lim T \rightarrow \infty$$

↑ poje na mestu reže 1 ↓ poje na mestu reže 2

Položaj reže: reža 1 = (x_1, y_1) ; reža 2 = (x_2, y_2) na objektivnem zaslonu

Svetloba, ki prihaja na režo 1 ali 2, izvira iz vseh točk svetlobnega izvora $x'y' (S)$.

Zapišemo lahko:

$$E_1 \propto \iint_S E_0(x', y') \frac{e^{ikr_1}}{r_1} dx' dy'$$

$$E_2 \propto \iint_S E_0(x'', y'') \frac{e^{ikr_2}}{r_2} dx'' dy''$$

samo uporabili smo obratno namerno!

$$\Rightarrow J_{12} \propto \langle E_0(x', y') E_0^*(x'', y'') \rangle, \quad \text{ker je svetloba oz. svetloba, ki izvira iz različnih delov izvora med seboj povsem neodvisna,}$$

$$\propto \delta(x' - x'', y' - y'') |E_0|^2$$

dobimo od nič različno porazpoto, če kar je $x' = x''$ in $y' = y''$.
(To seveda velja, če svetlo bomo po sebi ru prostorsko koherentno!)
(denimo termična svetloba zvezi) $- e^{ik(r_1 - r_2)}$

$$\Rightarrow J_{12} \propto \iint_S |E_0(x', y')|^2 \frac{e^{ikr_1}}{r_1} \frac{e^{-ikr_2}}{r_2} dx' dy' = \frac{1}{z_0^2} \iint_S (j(x', y')) \cdot e^{ikr_1} e^{-ikr_2} dx' dy'$$

$$r_1 = z_0 \sqrt{1 + \frac{(x_1 - x')^2}{z_0^2} + \frac{(y_1 - y')^2}{z_0^2}} \approx z_0 - \frac{x_1 x'}{z_0} - \frac{y_1 y'}{z_0} + \frac{x_1^2}{2z_0} + \frac{y_1^2}{2z_0} + \frac{x'^2}{2z_0} + \frac{y'^2}{2z_0}$$

$$r_2 = z_0 \sqrt{1 + \frac{(x_2 - x')^2}{z_0^2} + \frac{(y_2 - y')^2}{z_0^2}} \approx z_0 - \frac{x_2 x'}{z_0} - \frac{y_2 y'}{z_0} + \frac{x_2^2}{2z_0} + \frac{y_2^2}{2z_0} + \frac{x'^2}{2z_0} + \frac{y'^2}{2z_0}$$

$$r_1 - r_2 = \frac{x'(x_2 - x_1)}{z_0} + \frac{y'(y_2 - y_1)}{z_0} + \frac{x_1^2 - x_2^2}{2z_0} + \frac{y_1^2 - y_2^2}{2z_0} + 0$$

ta člen ima vrednost 0, če sta odprini postavljena simetrično glede na izhodišče KS. drugostopni členi ne vplivata na fazi faktor.

$$J_{12} \propto \frac{1}{z_0^2} \iint j(x', y') e^{ikx'\tilde{\Delta x}} e^{iky'\tilde{\Delta y}} dx' dy' \quad \checkmark$$

Uporabili smo $\tilde{\Delta x} = (x_2 - x_1)/z_0$ in $\tilde{\Delta y} = (y_2 - y_1)/z_0$. Dobili izraz velja tudi na relativno majhnih razdaljah med S in objektivnim zaslonom x, y , naj so se čeni, ki nebujejo x^2 in y^2 , polarizirali.

VAJE - izračun interferenčne slike za homogeno 1D mrežo širine L