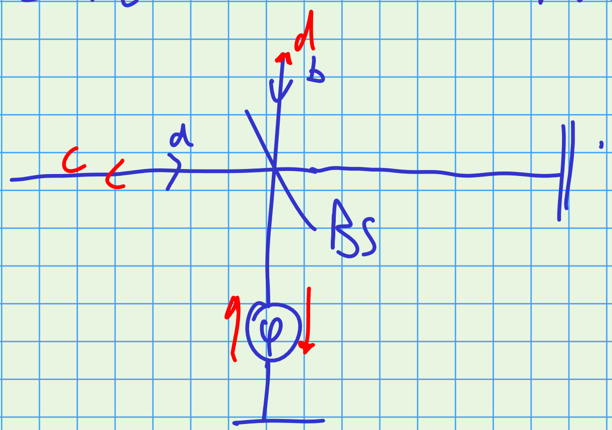
OTTICA QUANTISTICA 2/12/20

INTERFEROMETRO di MICHELSON - MORLEY



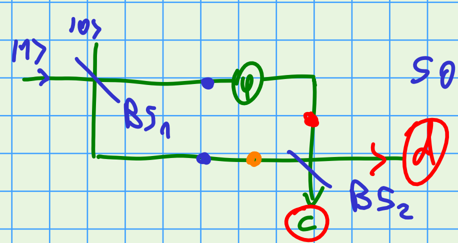
descrizione interm è identica al Mach-Zehnder
φ conta doppio

DUALISMO ONDA - CORPUSCOLO → COMPLEMENTARITÀ Q

"la realtà si oggettivizza classicamente a seconda di come la si osserva"

"oggetti quantistici possegono proprietà mutuamente esclusive"

aspetto corpuscolare → "which way" posiz del fotone dopo il primo beam splitter



sopra sotto

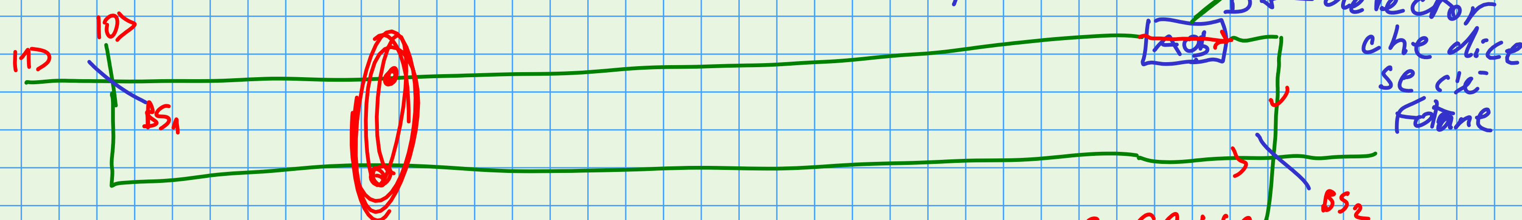
aspetto ondulatorio → il fatto che la prob di uscita in c è $\propto \cos^2 \frac{\varphi}{2}$

Se conosco → corpuscolare perdo l'aspetto ondulatorio
→ quando il fotone arriva al secondo BS, con $p = \frac{1}{2}$ esce da c, $p = \frac{1}{2}$ esce d
non dip. da φ!

e viceversa: per avere interferenza, non devo conoscere dove è passato il fotone asp corpus e ondulatorio si riferiscono a test INCOMPATIBILI (per totale info)

DELAYED CHOICE:

non succede che il fotone "decide" di comportarsi come onda o come partic quando arriva al BS_1



scegliamo se misurare proprietà corpusc / ondulatoria

$\boxed{\text{DOPO}}$ che il fotone è passato dal BS_1

• INFORMAZIONI $\boxed{\text{PARZIALI}}$ su proprietà complementari

$\boxed{\text{sì}}$

Disuguaglianza di Greenberger - Yasin

$$\boxed{P^2 + W^2 \leq 1}$$

P misura di proprietà corpuscolare (particle)

W " " " ondulatoria (wave)

$P^2 \in [0,1]$, $W^2 \in [0,1]$

niente info

info totale

se $P^2 = 1 \Rightarrow W^2 = 0$ ← complementarità

$W^2 = 1 \Rightarrow P^2 = 0$

caso generale possiamo avere info PARZIALI su entrambi

W = ampiezza oscillaz

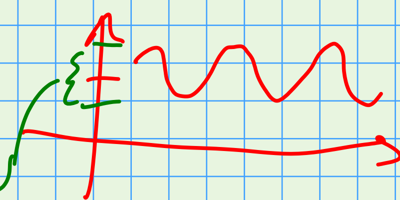
$$P \stackrel{def}{=} \frac{\text{prob su} - \frac{1}{2}}{1/2} \qquad P = \begin{cases} 1 & \text{partic su sicuramente} \\ -1 & \text{" giù " "} \end{cases}$$

nell'interferom di MZ con BS con trasmissività η

avevamo visto che l'ampiezza di prob che il fotone esca da c

$$\sqrt{\eta(1-\eta)}\,(e^{i\varphi}-1)\,|01\rangle$$

$$|\quad|^2 = \eta(1-\eta)(2-2\cos\varphi) \quad \left(= \cos^2\frac{\varphi}{2}\right) \quad \eta = \frac{1}{2}$$

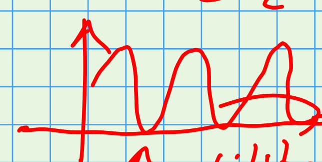


$$W = 2\sqrt{\eta(1-\eta)}$$

$$W^2 = 4\,\eta(1-\eta)$$

prob su $= \eta$ $|1\rangle$, $|0\rangle$, η $\sqrt{\eta}$ ampiezza

$\eta = \frac{1}{2}$



$$P = \frac{\eta - \frac{1}{2}}{1/2} = 2\eta - 1 \Rightarrow$$

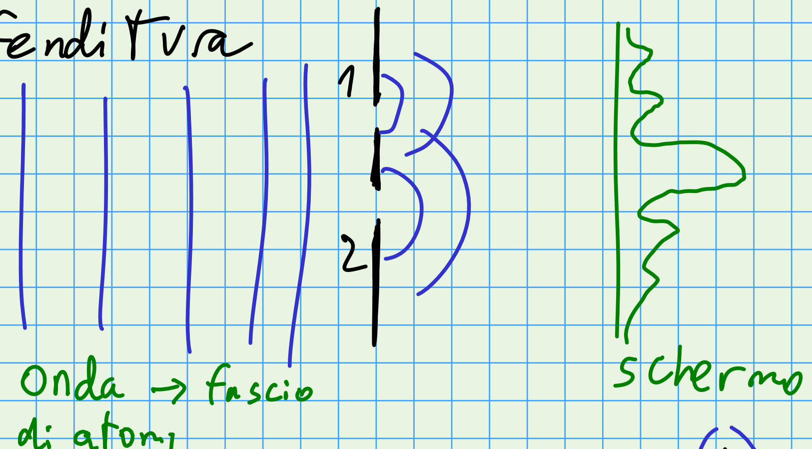
$$P^2 + W^2 = \underbrace{4\eta^2 + 1 - 4\eta}_{P^2} + 4\eta(1-\eta) = 1$$

il Mach-Zehnder soddisfa a Greenberger-Yasin

con l'uguaglianza

$\boxed{\text{QUANTUM ERASER}}$ — principio di indet di Heis visto come "disturbo" è sbagliato

la complementarità è fondamentale non è dovuta al disturbo nelle misura (Scully, Walter) doppia fenditura



fascio che arriva da fenditura 1

Stato atomo sullo schermo $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\Psi_1\rangle + |\Psi_2\rangle\right)|i\rangle$

fascio... 2

gr di lib interni

prob di trovare l'atomo alla posiz x sullo schermo

$$P(x) = |\langle x|\Psi\rangle|^2 = |\Psi(x)|^2$$

$$= \frac{1}{2}\left(|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + \Psi_1^*\Psi_2 + \Psi_2^*\Psi_1\right)$$

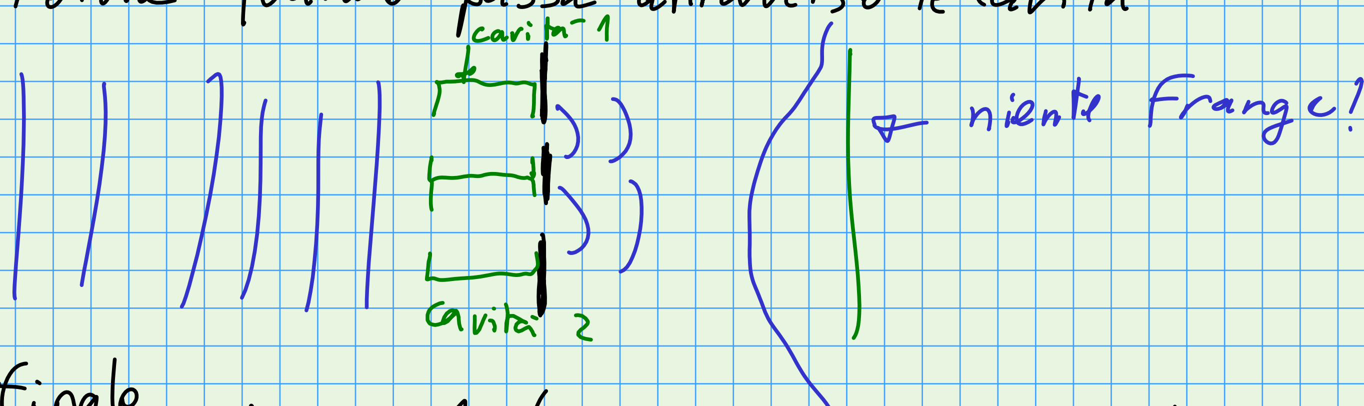
picco dietro fenditura 1

picco 2

Frange di interf.

$\Psi_1 = \langle x|\Psi_1\rangle$

aggiungiamo 2 cavità prima delle fenditure: l'atomo emette un fotone quando passa attraverso le cavità



st finale

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\Psi_1\rangle|\text{fotone }1\rangle + |\Psi_2\rangle|\text{fotone }2\rangle\right)$$

$$p(x) = \frac{1}{2}\Big(|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + \Psi_1^*\Psi_2\underbrace{\langle\text{fotone }1|\text{fotone }2\rangle}_{\text{st }\perp} + \Psi_2^*\Psi_1\langle 2|1\rangle\Big)$$

$\langle\text{fotone }1|\text{fotone }1\rangle = 1$

$\langle\text{fotone }2|\text{fotone }2\rangle$

$\langle 2|1\rangle = 0$, $\langle\text{fotone }1|\text{fotone }2\rangle = 0$

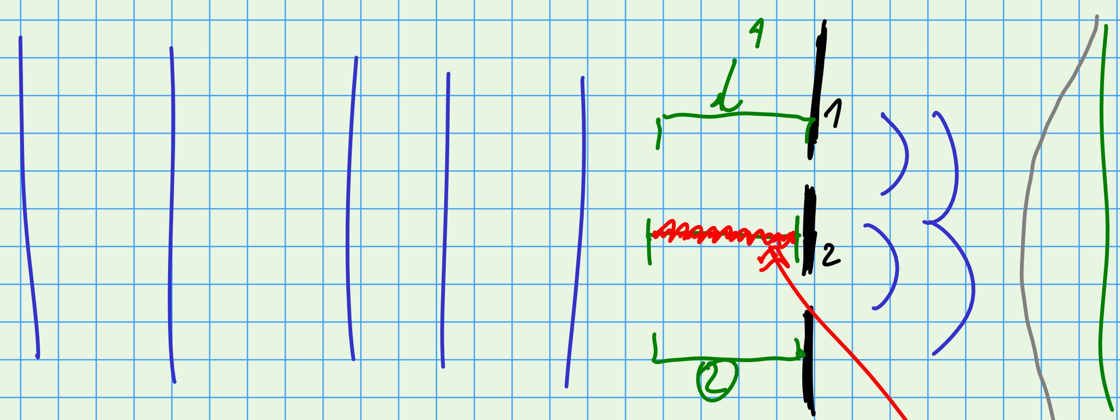
$$= \frac{1}{2}\left(|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2\right)$$ ← niente interferenza

Heisenberg: "l'emissione del fotone ha perturbato la traiettoria dell'atomo" ← NO!!

l'emissione di un fotone a microonde perturba l'atomo in modo trascurabile!

è possibile recuperare l'interferenza anche DOPO che l'atomo è arrivato sullo schermo

QUANTUM ERASER ← in un certo senso "CANCELLA" la misura di posiz dell'atomo
→ non ho info su quale fenditura è stata attraversata



materiale foto sensibile

invece di guardare dov'è il fotone (se in cavità 1 o 2)
faccio una misura COMPLEMENTARE

si eccita se la radiaz si trova in uno stato SIMMETRICO: $\frac{|1\rangle + |2\rangle}{\sqrt{2}}$ ⇒ parete $|g\rangle \to |e\rangle$

se la radiaz è in stato antisim $\frac{|1\rangle - |2\rangle}{\sqrt{2}}$ ⇒ parete rimane in $|g\rangle$

dopo questa misura ho PERSO info su dov'era fotone

st $\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\psi_1\rangle|1\rangle + |\psi_2\rangle|2\rangle\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\psi_1\rangle\left(\frac{|+\rangle+|-\rangle}{\sqrt{2}}\right) + |\psi_2\rangle\frac{|+\rangle-|-\rangle}{\sqrt{2}}\right.$

"fotone in cavità 1"

$$|+\rangle \stackrel{def}{=} \frac{|1\rangle + |2\rangle}{\sqrt{2}} \qquad |-\rangle \stackrel{def}{=} \frac{|1\rangle - |2\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$|1\rangle = \frac{|+\rangle + |-\rangle}{\sqrt{2}} \qquad |2\rangle = \frac{|+\rangle - |-\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\psi_+\rangle|+\rangle + |\psi_-\rangle|-\rangle\right)$$

$$|\psi_\pm\rangle \stackrel{def}{=} \frac{|\psi_1\rangle \pm |\psi_2\rangle}{\sqrt{2}} \Rightarrow \begin{aligned} |\psi_1\rangle &= \frac{|\psi_+\rangle + |\psi_-\rangle}{\sqrt{2}} \\ |\psi_2\rangle &= \frac{|\psi_+\rangle - |\psi_-\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

se considero anche lo stato della parete fotosensibile

$$|\psi_{TOT}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\psi_+\rangle|+\rangle|e\rangle + \cancel{|\psi_-\rangle|-\rangle|g\rangle}\right)$$

$$P(x) = |\psi|^2 = \frac{1}{2}\left(|\psi_+|^2 + |\psi_-|^2\right) = \frac{1}{2}\left(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2\right)$$

$$\| \; |\langle x|\psi_+\rangle|^2$$

non ci sono frange interf

$\boxed{\text{PERÒ}}$ se guardiamo solo agli atomi che corrispondono $|e\rangle$

correliamo la posizione dell'atomo allo stato della parete

$$P(x|e) = |\psi_+|^2 = |\langle x|\psi_+\rangle|^2 =$$

$$= \left|\langle x|\left(\frac{|\psi_1\rangle + |\psi_2\rangle}{\sqrt{2}}\right)\right|^2 = \frac{1}{2}\left(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + \psi_1\psi_2^* + \psi_1^*\psi_2\right)$$

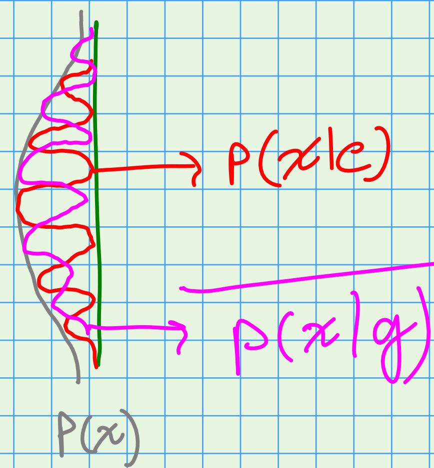
frange d'int

$$P(x|g) = |\psi_-|^2 = |\langle x|\psi_-\rangle|^2$$

$$= \left|\langle x|\frac{|\psi_1\rangle - |\psi_2\rangle}{\sqrt{2}}\right|^2$$

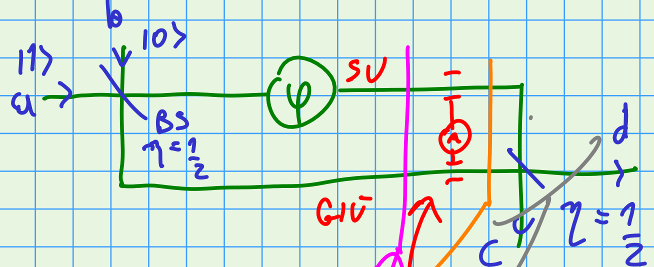
$$= \frac{1}{2}\left(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 - \psi_1\psi_2^* - \psi_1^*\psi_2\right)$$

$$P(x) = P(x,e) + P(x,g) = P(x|e)\,\underbrace{p(e)}_{=\frac{1}{2}} + P(x|g)\,\underbrace{p(g)}_{=\frac{1}{2}}$$



Nature 395, 33 (1998)

Q. ERASER usando il Mach-Zehnder



qubit (sistema 2 livelli) che si accoppia con la posiz del fotone nel MZ $\Rightarrow$ SU $\longrightarrow |0\rangle$, GIÙ $\longrightarrow |1\rangle$

stato iniziale del qubit prima dell'int...

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{i\varphi}\underbrace{|10\rangle}_{SU} - \underbrace{|01\rangle}_{GIÙ}\right)|0\rangle_q$$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{i\varphi}\underbrace{|10\rangle}_{SU}|0\rangle_q - \underbrace{|01\rangle}_{GIÙ}|1\rangle_q\right)$$

$\downarrow BS_2$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{i\varphi}\,\frac{|10\rangle + |01\rangle}{\sqrt{2}}\,|0\rangle_q - \frac{|01\rangle - |10\rangle}{\sqrt{2}}\,|1\rangle_q\right)$$

se misuro il qubit nella base $|0\rangle, |1\rangle \Rightarrow$ conosco la posiz del fotone nell'inter $\Rightarrow$ perdo prop ondulatori qubit $|0\rangle$ $\longrightarrow$ fotone è in $\cancel{e^{i\varphi}}\left(\frac{|10\rangle + |01\rangle}{\sqrt{2}}\right)$

prob di $|10\rangle \to p = \frac{1}{2} = \left|\frac{e^{i\varphi}}{\sqrt{2}}\right|^2 = \frac{1}{2}$

" " $|01\rangle \to p = \frac{1}{2} = \left|\frac{e^{i\varphi}}{\sqrt{2}}\right|^2 = \frac{1}{2}$

$|1\rangle \longrightarrow$ fot è $\frac{|01\rangle - |10\rangle}{\sqrt{2}}$ $\quad p = \frac{1}{2}$ $|01\rangle$, $p = \frac{1}{2}$ $|10\rangle$

Cosa accade se misuro il qubit nella base $|+\rangle, |-\rangle$ COMPLEMENTARE $|0\rangle, |1\rangle$ ← base σ_z

$$\boxed{|+\rangle \overset{def}{=} \frac{|0\rangle + |1\rangle}{\sqrt{2}} \qquad |-\rangle \overset{def}{=} \frac{|0\rangle - |1\rangle}{\sqrt{2}}}$$ ← base di σ_x

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{i\varphi}\frac{|10\rangle + |01\rangle}{\sqrt{2}}|0\rangle_q - \frac{|01\rangle - |10\rangle}{\sqrt{2}}|1\rangle_q\right)$$ ← st all'uscita

$|0\rangle_q = \frac{|+\rangle + |-\rangle}{\sqrt{2}}$ $\qquad$ $|1\rangle_q = \frac{|+\rangle - |-\rangle}{\sqrt{2}}$

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}}\left(|+\rangle\left[e^{i\varphi}(|10\rangle + |01\rangle) - (|01\rangle - |10\rangle)\right] + |-\rangle\left[e^{i\varphi}(|10\rangle + |01\rangle) + (|01\rangle - |10\rangle)\right]\right.$$

esce da c $\qquad$ esce da d

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}}\left(|+\rangle\left[(e^{i\varphi} + 1)|10\rangle + (e^{i\varphi} - 1)|01\rangle\right] + \dots\right)$$

se guardo dove esce il fotone $\boxed{\text{QUANDO}}$ il qubit era +

$$p(c\,|+) = |e^{i\varphi} + 1|^2 = \cos^2\frac{\varphi}{2}$$

$$p(d\,|+) = |e^{i\varphi} - 1|^2 = \sin^2\frac{\varphi}{2}$$

CONDIZIONATO al + RIOTTENIAMO LE FRANGE

magari misuriamo il qubit 2 giorni dopo aver misurato il fotone, ma riotteniamo comunque le frange se guardiamo dov'era uscito il fotone corrispondente