

ELITZUR-VAIDMANOVA BOMBA

MATEVŽ ŠRAML

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Obravnavamo problem Elitzur-Vaidmanovih bomb. V veliki množici namišljenih bomb je na vsako pritrjen svetlobni senzor, ki sproži bombo že ob zadetku enega fotona. Predpostavimo, da so nekatere bombe defektne, zato jih želimo ločiti od delujočih, ne da bi le-te sprožili. Najprej predstavimo Mach-Zehnderjev interferometer in osnovno shemo brezinterakcijskega merjenja, s katerima nam bo uspelo prepoznati $\frac{1}{3}$ vseh delujočih bomb. Nato z uporabo Zenonovega pojava izboljšamo učinkovitost merjenja. Nazadnje še predstavimo eksperiment brezinterakcijskega "slikanja" in rezultate.

ELITZUR-VAIDMAN BOMB TESTER

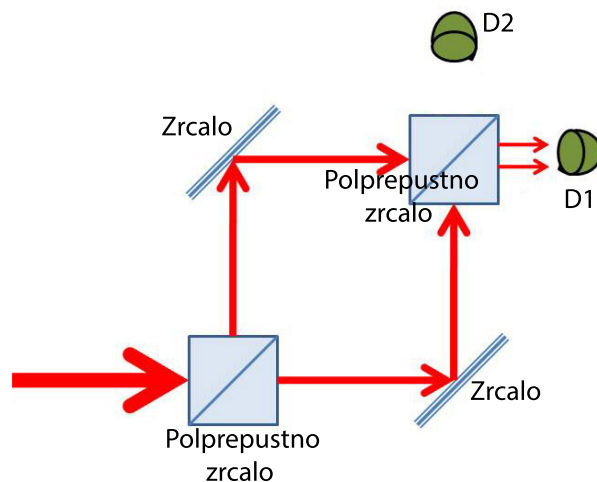
This article presents the Elitzur-Vaidman bomb-testing problem. We imagine a large group of imaginary bombs, which have a light sensor. If it is hit by a photon it sets off the bomb. Some bombs are defective. We are trying to find out which one still work without setting them off. Firstly, we describe Mach-Zehnder interferometer and the basic design for interaction-free measurement, with which we successfully recognize $\frac{1}{3}$ of the working bombs. Then we improve the efficiency of our measurements by introducing the Zeno effect. Finally, we look at the interaction-free "imaging" experiment and interpret the results.

1. Uvod

Če želimo izvršiti meritev v klasični fiziki na nekem sistemu, moramo poseči v le tega. V nekaterih primerih si ne moremo privoščiti niti najmanjšega posega. Opisali bomo način merjenja, s katerim bomo lahko potrdili prisotnost predmeta, ne da bi z njim intereagirali. Najenostavnejši primer take meritve je iskanje žogice v dveh identičnih škatlah. V eno od njiju skrijemo žogico in škatli premešamo, tako da ne vemo, v kateri je žogica. Če eno odpremo, najdemo žogico s 50% verjetnostjo. Če je ne, potem vemo, da se nahaja v drugi škatli. Izvedeli smo, kje se nahaja žogica, ne da bi z njo intereagirali in tako smo izvršili brezinterakcijsko meritev (Interaction-Free Measurement oz. IFM). V tem primeru smo vedeli, da je žogica v eni od škatel, kar nam je omogočalo meritev. Zdaj se nam porodi vprašanje, ali se lahko prepričamo o prisotnosti predmeta v nekem območju z uporabo brezinterakcijske meritve brez kakršnegakoli predznanja. Odgovor je da. Najprej bomo definirali problem Elitzur-Vaidmanove bombe in predstavili teoretično ozadje Mach-Zehnderjevega interferometra. Ko bomo prišli do rešitve, jo bomo poskušali izboljšati s kvantnim Zenonovim pojavom. Na koncu bomo še pokazali, da to ni samo teorija in predstavili rezultate do sedaj izvedenih poiskusov.

2. Elitzur-Vaidmanove bombe

Problem sta si zastavila Avshalom C. Elitzur in Lev Vaidman v članku leta 1993 [1]. Izmislimo si veliko zalogo enakih bomb z novo vrsto senzorjev. Če tega zadene že samo en foton, bomba počí. Nekatere med njimi so defektne, a ne vemo katere. Manjka jim majhen košček senzorja, tako da gre lahko foton nemoteno skozi, ne da bi sprožil bombo. Želimo izvedeti, katere bombe še delujejo. Lahko bi poskušali naivno ločiti delujoče od nedelujočih bomb, tako da bi vse posvetili, a bi pri tem vse delujoče počíle. Mi pa želimo izvedeti, če je bomba delujoča, ne da bi jo sprožili. V svetu klasične fizike se tega ne da izvršiti. Poslužimo se kvantnega brezinterakcijskega merjenja, ki nima klasične analogije.



Slika 1. Prazen Mach-Zehnderjev interferometer. Z leve pošiljamo posamezne fotone na prvo polprepustno zrcalo. Fotone na koncu zaznamo samo na detektorju D1.

2.1 Mach-Zehnderjev interferometer

Interferometer je sestavljen iz dveh polprepustnih in dveh običajnih zrcal (slika 1). Skozi interferometer pošiljamo po en foton naenkrat. V bistvu bi lahko uporabljali katerekoli kvantne delce. Delec prispe do prvega polprepustnega zrcala, ki ima prepustnost $\frac{1}{2}$. Prepuščeni in odbiti del valovne funkcije se nato odbijeta na dveh zrcalih tako, da se spet združita na drugem polprepustnem zrcalu. Na koncu sta postavljena dva detektorja D1 in D2, ki zaznavata delce, ki so prešli skozi polprepustno zrcalo. Komponente interferometra lahko postavimo tako, da dobimo destruktivno interferenco in noben delec ne pride do detektorja D2 ter so vsi zaznani na D1. Če zdaj zapremo eno od poti interferometra, potem na drugem polprepustnem zrcalu ne pride do interference in je možnost, da zaznamo delec na detektorju D1 in D2 enaka $\frac{1}{2}$. Detektor D2 bo torej zaznal delce le v primeru, če je kaj v napoto v eni od poti interferometra.

Posvetimo se zdaj kvantnomehanskemu formalizmu naprave. Stanje delca, ki potuje v desno (slika 1), bomo označili z $|1\rangle$. Stanje, ki potuje navzgor pa z $|2\rangle$. V interferometer pošljemo delec z valovno funkcijo $|1\rangle$. Pri prvem prehodu se valovna funkcija razdeli. Z delom, ki gre skozi, se nič ne zgodi. Odbiti del pa dobi fazni zamik $\frac{\pi}{2}$. Na hitro se spomnimo, od kod to pride.

Imamo delce, ki jih pošiljamo proti potencialu oblike funkcije delta $\delta(x)$, kjer se bodo sipali. Nastavek valovne funkcije za $x > 0$ je

$$\psi_1 = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}$$

in za $x < 0$ je

$$\psi_2 = A_2 e^{ikx} + B_2 e^{-ikx}.$$

Robni pogoji so:

$$\psi_1(0) = \psi_2(0),$$

$$\psi_2'(0) - \psi_1'(0) = -2k_0 \psi_1(0).$$

Ko pogoje vstavimo v nastavek, dobimo sistem enačb:

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{ik + k_0} \begin{bmatrix} -k_0 & ik \\ ik & -k_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix}.$$

Dobili smo sipalno matriko. Če postavimo $A_2 = 0$ (kar pomeni, da ne pošiljamo delcev z leve, ampak samo z desne) in razrešimo, dobimo valovno funkcijo:

$$\psi_1 = A_1(e^{ikx} - \frac{k_0}{ik + k_0}e^{-ikx}) = A_1(e^{ikx} + \frac{ik_0}{ik + k_0}ie^{-ikx}),$$

$$\psi_2 = A_1(\frac{ik_0}{ik + k_0}e^{-ikx}).$$

Vidimo, da del valovne funkcije, ki se odbije nazaj, dobi faktor i . Še malo drugače povedano: odbiti delec mora dobiti fazno zakasnitev, saj če je ne bi, potem sipalna matrika ne bi bila unitarna in sledi, da se število delcev ne bi ohranjalo.

Sedaj sestavimo operator polprepustnega zrcala, ki preslika valovno funkcijo delca po pravilu:

$$|1\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}[|1\rangle + i|2\rangle],$$

$$|2\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}[|2\rangle + i|1\rangle].$$

Glede faznega zamika velja za običajno zrcalo enako kot za polprepustno, le da se tu vsi delci odbijejo. Operator je opisan z:

$$|1\rangle \rightarrow i|2\rangle,$$

$$|2\rangle \rightarrow i|1\rangle.$$

Če upoštevamo vse, kar smo do zdaj opisali na delcu, ki gre v prazen interferometer z leve, dobimo po prvem polprepustnem zrcalu (povsod pazimo na normiranost):

$$|1\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}[|1\rangle + i|2\rangle].$$

Za odboji na običajnih zrcalih:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}[|1\rangle + i|2\rangle] \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}[i|2\rangle - |1\rangle].$$

In nazadje še na polprepustnem zrcalu:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}[i|2\rangle - |1\rangle] \rightarrow \frac{1}{2}[i|2\rangle - |1\rangle] - \frac{1}{2}[|1\rangle + i|2\rangle] = -|1\rangle.$$

Kot rečeno, delec zapusti interferometer potujoč proti detektorju D1. D2 ostane popolnoma nedotaknjen.

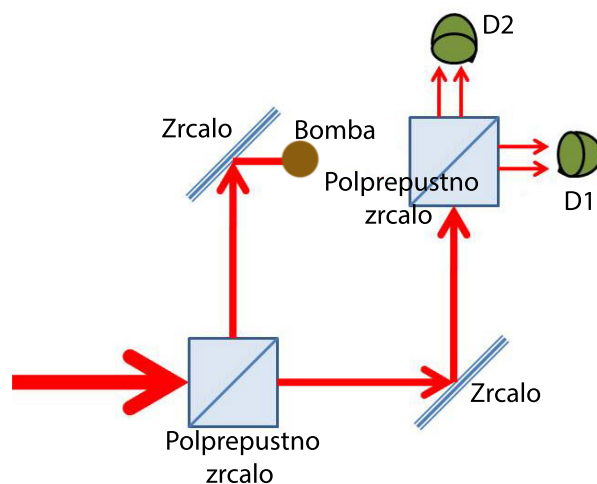
2.2 Bombe

Zdaj pa postavimo izmišljene bombe v zgornjo vejo interferometra (slika 2) tako, da bodo senzorji izpostavljeni fotonom (od zdaj naprej bomo delali s fotoni). Poglejmo, kaj se zgodi z valovno funkcijo:

$$|1\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}[|1\rangle + i|2\rangle] \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}[i|2\rangle + i|bomba\rangle] \rightarrow \frac{1}{2}[i|2\rangle - |1\rangle] + i\frac{1}{\sqrt{2}}|bomba\rangle.$$

Z $|bomba\rangle$ smo označili stanje, ko se foton absorbira na sprožilcu bombe in jo sproži. Detektorja D1 in D2 povzročita na koncu kolaps kvantnega stanja. Dobimo tri različne možne konce z verjetnostmi:

$$\frac{1}{2}[i|2\rangle - |1\rangle] + i\frac{1}{\sqrt{2}}|bomba\rangle \rightarrow \begin{cases} |1\rangle & \text{z verjetnostjo } \frac{1}{4}, \\ |2\rangle & \text{z verjetnostjo } \frac{1}{4}, \\ |bomba\rangle & \text{z verjetnostjo } \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (1)$$



Slika 2. Mach-Zehnderjev interferometer z bombo. Foton, ki potuje skozi interferometer, se lahko absorbira na bombi. Na koncu lahko zaznamo foton tudi na detektorju D2.

Zdaj pa pošljemo veliko fotonov enega za drugim v interferometer. Če je bomba pokvarjena, foton z njo ne interagira in je primer ekvivalenten praznemu interferometru. To pomeni, da zaznamo vse fotone na D1. Predpostavimo, da je bomba delujoča. Imamo tri možnosti:

- Sproži se D1. S tem nismo nič novega izvedeli o delovanju bombe in moramo počakati na naslednji foton.
- Foton se absorbira in sproži bombo. Zamenjamo z novo bombo.
- Sproži se D2. V odsotnosti bombe ni mogoče, da bi se sprožil D2. Da se ta sproži, mora biti ena od poti interferometra zaprta. Torej lahko zaključimo: če se sproži D2, potem vemo, da je bomba delujoča in je nismo sprožili. Izvedli smo brezinterakcijsko meritev.

Iz enačbe (1) sledi, da z verjetnostjo $\frac{1}{4}$ bombe ne počimo in izvemo, da je delujoča. Z verjetnostjo $\frac{1}{2}$ jo sprožimo. Z verjetnostjo $\frac{1}{4}$ pa sprožimo D1 in ne izvemo nič. Nato pošljemo v interferometer nov foton. Ta ima enake možnosti kot foton pred njim. Torej je verjetnost, da dobimo delujočo bombo $\frac{1}{4} \times \frac{1}{4}$. Če se sproži spet D1, potem je verjetnost za tretji foton $\frac{1}{4} \times \frac{1}{4} \times \frac{1}{4}$ itd. Zdaj pa seštejemo vse možnosti, da zaznamo delujočo bombo:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{4^n} = \frac{1}{1 - \frac{1}{4}} - 1 = \frac{4}{3} - 1 = \frac{1}{3}.$$

To pomeni, da $\frac{1}{3}$ delujočih bomb brezinterakcijsko prepoznamo, $\frac{2}{3}$ pa jih poči.

2.3 Izboljšava

Zdaj pa poskušamo izboljšati izkoristek postopka. Na začetku smo rekli, da je prepustnost in odbojnost polprepustnih zrcal $\frac{1}{2}$. Prvo zrcalo bomo zamenjali s skoraj popolnoma prepustnim zrcalom s prepustnostjo a^2 in odbojnostjo b^2 . Drugo polprepustno pa s skoraj odbojnim z odbojnostjo a^2 in prepustnostjo b^2 . Tako, da velja:

$$a^2 + b^2 = 1, \quad a \gg b.$$

Operator prvega polprepustnega zrcala se prevede na:

$$|1\rangle \rightarrow a|1\rangle + ib|2\rangle,$$

$$|2\rangle \rightarrow a|2\rangle + ib|1\rangle.$$

Drugega polprepustnega zrcala pa:

$$|1\rangle \rightarrow b|1\rangle + ia|2\rangle,$$

$$|2\rangle \rightarrow b|2\rangle + ia|1\rangle.$$

Za tako definirana a in b se v primeru nedelujoče bombe (primer praznega interferometra) začetno stanje $|1\rangle$ na koncu spet privede na:

$$|1\rangle \rightarrow a|1\rangle + ib|2\rangle \rightarrow -(a^2 + b^2)|1\rangle + i(ab - ba)|2\rangle = -|1\rangle.$$

Spet pride do destruktivne interference in noben foton ne doseže detektorja D2. Tako vse fotone zaznamo na detektorju D1. Ko pa postavimo delujočo bombo v interferometer, se valovna funkcija fotona razvije v:

$$|1\rangle \rightarrow a|1\rangle + ib|2\rangle \rightarrow ai|1\rangle + ib|bomba\rangle \rightarrow ai[b|2\rangle + ia|1\rangle] + ib|bomba\rangle.$$

Kolaps kvantnega stanja in trije možni rezultati:

- $|1\rangle$; Sproži se D1 z verjetnostjo a^4
- $|2\rangle$; Sproži se D2 z verjetnostjo a^2b^2 (funkcija je narisana na sliki 3 v odvisnosti od prepustnosti)
- $|bomba\rangle$; Sproži se bomba z verjetnostjo b^2

Po enakem postopku izračunamo delež uspešno najdenih delujočih bomb:

$$\sum_{n=0}^{\infty} (a^4)^n \cdot a^2b^2 = b^2 \sum_{n=0}^{\infty} a^{4n+2} = b^2 \frac{a^2}{1 - a^4} = \frac{1}{1 + \frac{1}{a^2}}.$$

Če zdaj a pošljemo proti 1, dobimo:

$$\lim_{a \rightarrow 1} \frac{1}{1 + \frac{1}{a^2}} = \frac{1}{2}.$$

Pri taki postavitvi Mach-Zenderjevega interferometra lahko torej prepoznamo največ $\frac{1}{2}$ delujočih bomb ne da bi jih sprožili. Poudariti je treba, da je a blizu 1, nikoli pa točno. Če bi bil, bi bili polprepustni zrcali popolnoma prepustni in se valovna funkcija ne bi razširila v del interferometra z bombo, kar pa je bistveno za brezinterakcijsko meritev.

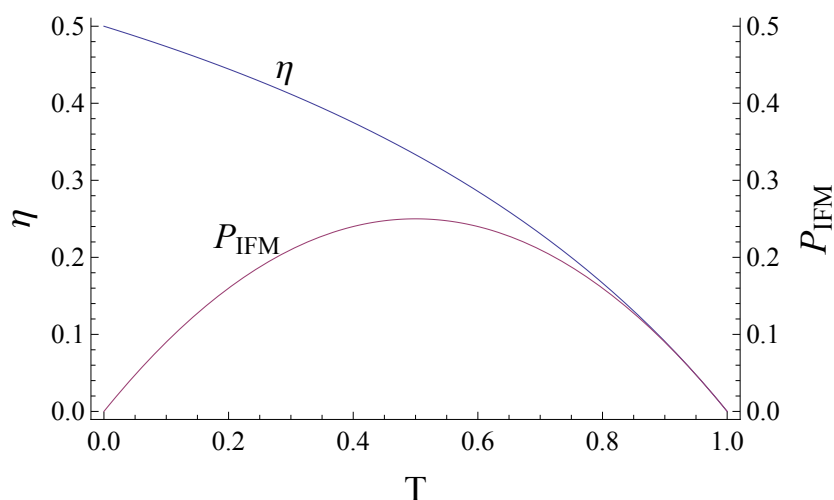
Zdaj pa si podrobneje oglejmo verjetnost (slika 3), da se sproži D2, kar je tudi verjetnost za brezinterakcijsko meritev (označena s P_{IFM}):

$$P_{\text{IFM}} = a^2b^2 = b^2(1 - b^2) = R(1 - R). \quad (2)$$

Prepustnost a^2 smo označili s T (transmittance), odbojnost b^2 pa z R (reflectivity). Izkoristek (označen s η), ki nam bo povedal, kakšna je verjetnost za brezinterakcijsko meritev v nasprotju z verjetnostjo za absorbcijo, bomo definirali kot razmerje med P_{IFM} in vsoto P_{IFM} in verjetnostjo za absorbcijo (označena s P_{abs}):

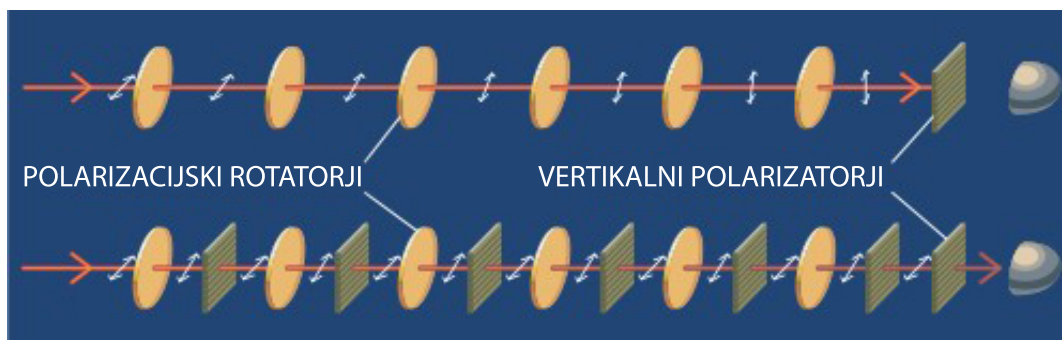
$$\eta = \frac{P_{\text{IFM}}}{P_{\text{IFM}} + P_{\text{abs}}} = \frac{a^2b^2}{a^2b^2 + b^2} = \frac{T}{T + 1} = \frac{1 - R}{2 - R}. \quad (3)$$

Na koncu smo še uporabili zvezo $a^2 + b^2 = R + T = 1$. Vidimo, da ima izkoristek maksimum $\frac{1}{2}$, ko gre R proti 0, tam pa se verjetnost P_{IFM} približuje 0. Svoj maksimum $\frac{1}{4}$ doseže pri $R = 0.5$. To pa zato, ker je verjetnost, da delec zaznamo na D1, enaka R^2 . Torej gre verjetnost proti 1, ko manjšamo R . Ta ugotovitev je zelo pomembna pri poiskusih, katerih se bom še dotaknil. To pomeni, da če bomo imeli premajhno prepustnost, bo večina dobljenih meritev nezanimivih detektorja D1 in posledično bo malo absorbcije in brezinterakcijskih meritev.



Slika 3. Izkoristek η in verjetnost za brezinterakcijsko meritev P_{IFM} v odvisnosti od prepustnosti R .

3. Pomoč Zenonovega pojava



Slika 4. Skozi zgornjo postavitev pošljemo horizontalno polariziran foton. Z N polarizacijskimi rotatorji obrnemo polarizacijo fotona za $\frac{\pi}{2}$. Spodnja postavitev predstavlja Zenonov pojav. Med polarizacijske rotatorje postavimo navadne polarizatorje, ki zaustavijo zasuk fotona [2].

Kvantni Zenonov pojav se pojavi, ko z neprestanim opazovanjem nestabilnega delca ali stanja povzročimo, da delec oz. stanje ne razpade. Z zadostno hitrimi in neprekinjenimi meritvami tako rekoč zamrzujemo evolucijo kvantnega stanja. Pojav je poimenovan po podobnem paradoksu, ki si ga je zastavil starogrški filozof Zenon. Čudil se je, kako se izstreljena puščica premika, ko pa v vsakem trenutku navidezno miruje.

Namesto puščic bomo imeli opravka s polarizacijo svetlobe in polarizatorji. Foton s horizontalno polarizacijo je poslan skozi N polarizacijskih rotatorjev, ki vsak od njih zasuka polarizacijo fotona za kot $\Delta\theta = \frac{\pi}{2N}$ (slika 4). Na koncu je polarizacija fotona zasukana za kot $\frac{\pi}{2}$, torej v vertikalno smer. Zasuk lahko ustavimo s postopno meritvijo polarizacije fotona. To storimo tako, da za vsakim polarizacijskim rotatorjem postavimo polarizator, ki ima os obrnjeno v vertikalni smeri. Za vsakim polarizatorjem ima foton enako polarizacijo kot na začetku. Pri vsakem je verjetnost, da se foton ne absorbira $\cos^2(\Delta\theta)$. Verjetnost, da foton neovirano prepotuje skozi N polarizatorjev, je enostavno:

$$\cos^{2N}(\Delta\theta) \approx 1 - \frac{\pi^2}{4N}.$$

Verjetnost, da se foton absorbira, je komplement zgornji verjetnosti:

$$1 - (1 - \frac{\pi^2}{4N}) = \frac{\pi^2}{4N}.$$

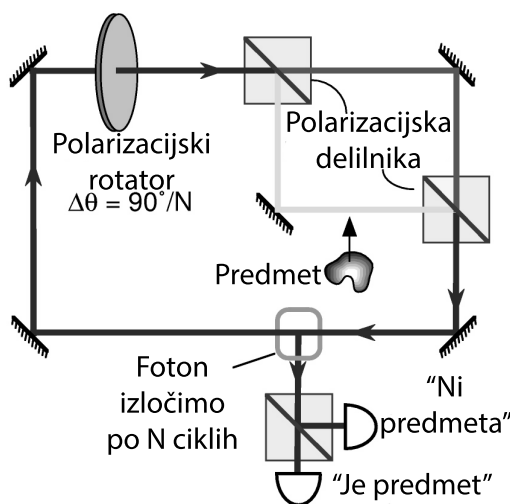
Zato s povečanjem števila postopnih rotacij poljubno zmanjšamo verjetnost, da se foton absorbira. Zdaj pa združimo na začetku opisani Mach-Zehnderjev interferometer in Zenonov pojav. Zgoraj opisano vrsto optičnih elementov bomo spremenili v krog kot kaže slika 5. En sam horizontalno polariziran foton, katerega stanje označimo s $|H\rangle$, pošljemo skozi cikel N -krat, ga na koncu izločimo in izmerimo polarizacijo. Pri vsakem ciklu zavrtimo fotonu polarizacijo za kot $\Delta\theta = \frac{\pi}{2N}$. Operator zasuka je opisan s:

$$\begin{aligned} |H\rangle &\rightarrow \cos(\frac{\pi}{2N})|H\rangle + \sin(\frac{\pi}{2N})|V\rangle, \\ |V\rangle &\rightarrow \cos(\frac{\pi}{2N})|V\rangle - \sin(\frac{\pi}{2N})|H\rangle. \end{aligned}$$

Z $|V\rangle$ smo označili stanje z vertikalno polarizacijo. Po dveh ciklih valovna funkcija izgleda kot:

$$\begin{aligned} \cos(\frac{\pi}{2N})|H\rangle + \sin(\frac{\pi}{2N})|V\rangle &\rightarrow \cos(\frac{\pi}{2N})[\cos(\frac{\pi}{2N})|H\rangle + \sin(\frac{\pi}{2N})|V\rangle] + \sin(\frac{\pi}{2N})[\cos(\frac{\pi}{2N})|V\rangle - \sin(\frac{\pi}{2N})|H\rangle] = \\ &\cos(2\frac{\pi}{2N})|H\rangle + \sin(2\frac{\pi}{2N})|V\rangle. \end{aligned}$$

Vidimo, da bo imel foton po N ciklih vertikalno polarizacijo. Pomemben del postavitve je polarizacijski interferometer, ki je sestavljen iz dveh polarizirajočih delilnikov žarkov. To sta optična elementa, ki prepustita horizontalno polarizirano svetlobo, vertikalno pa odbijeta. Interferometer razdeli valovno funkcijo na vertikalno in horizontalno komponento in ju pošlje po identično dolgih poteh ter ju na koncu spet združi brez fazne zakasnitve.



Slika 5. Shema polarizacijskega Mach-Zehnderjevega interferometra, ki zasuka polarizacijo fotona za $\frac{\pi}{2}$, če predmet ni prisoten. Če je prisoten, se polarizacija ne spremeni [3].

Če postavimo predmet v vejo interferometra, kjer je vertikalno polarizirana komponenta valovne funkcije, potem le horizontalna komponenta preživi. To pomeni, da projicira valovno funkcijo spet v začetno stanje. Sledi:

$$|H\rangle \rightarrow \cos(\frac{\pi}{2N})|H\rangle + \sin(\frac{\pi}{2N})|V\rangle \rightarrow \cos(\frac{\pi}{2N})|H\rangle + \sin(\frac{\pi}{2N})|abs\rangle,$$

kjer smo z $|abs\rangle$ označili stanje, ko se foton absorbira. Foton pošljemo še enkrat skozi cikel in dobimo:

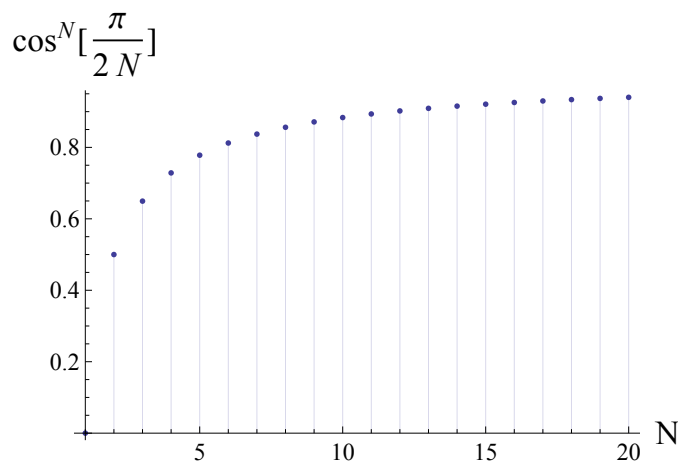
$$\rightarrow \cos^2\left(\frac{\pi}{2N}\right)|H\rangle + [\sin\left(\frac{\pi}{2N}\right) + \cos\left(\frac{\pi}{2N}\right)\sin\left(\frac{\pi}{2N}\right)]|abs\rangle.$$

Po N ciklih pa:

$$\dots \rightarrow \cos^N\left(\frac{\pi}{2N}\right)|H\rangle + \alpha|abs\rangle,$$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \cos^N\left(\frac{\pi}{2N}\right) = 1.$$

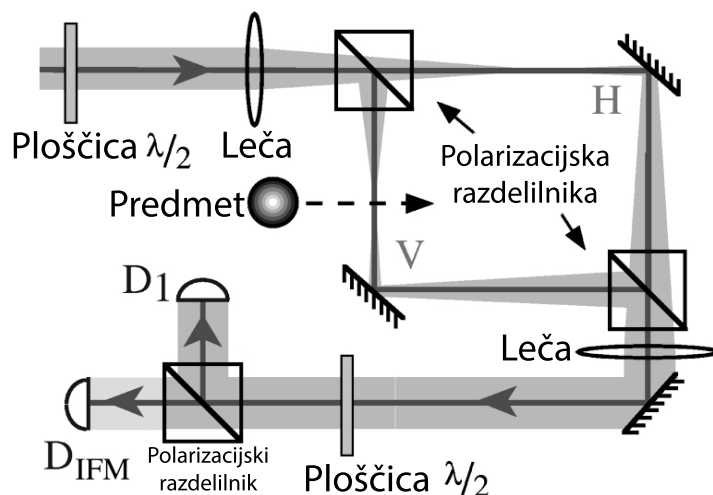
S povečevanjem N gre kosinus proti 1 (slika 6). Zaradi normiranosti se mora α zmanjševati in je v limiti 0. Sledi, da je foton po N zaključenih krogih spet horizontalno polariziran kot na začetku. To pa je nedvomen indikator, da se v interferometru nahaja predmet. Vidimo, da lahko s povečevanjem števila ciklov poljubno zmanjšamo verjetnost, da se foton absorbira na predmetu. Če se spet vrnemo k bombam: skoraj na vseh delujočih bombah lahko izvedemo brezinterakcijsko meritev in jih tako prepoznamo, ne da bi jih počili.



Slika 6. Verjetnost $\cos^N\left(\frac{\pi}{2N}\right)$, da najdemo foton, ko ga izločimo iz interferometra, horizontalno polariziran, v odvisnosti od števila ciklov N .

4. Eksperimenti

Možnost zaznavanja prisotnosti objekta brez kakršnekoli interakcije z njim je vodila do ideje brezinterakcijskega "slikanja" [4]. Uporabili bi jo lahko na optično občutljivih predmetih, na katerih bi se veliko manj svetlobe absorbiralo oz. sipalo. V eksperimentu brezinterakcijskega "slikanja" so uporabili z majhnimi popravki na začetku opisan Mach-Zenderjev interferometer (slika 7). Vertikalno polariziran žarek so najprej poslali skozi ploščico $\frac{\lambda}{2}$. Polarizacija žarka se tako zavrti za kot θ . Z zbiralno lečo so zmanjšali presek žarka, da so na koncu dobili boljšo resolucijo. Polarizacijski razdelilnik je potem razpolovil žarek na horizontalno (s prepustnostjo $T = \sin^2 \theta$) in vertikalno (z odbojnostjo $R = \cos^2 \theta$) komponento. V eksperimentu so uporabili $R = T = \sin^2 45^\circ = 0.5$. Če ni prisoten noben predmet, se žarka spet združita na drugem polarizacijskem razdelilniku. S še eno ploščico $\frac{\lambda}{2}$ je polarizacija spet obrnjena na vertikalno os. Vsa svetloba je zaznana na D1. Ob prisotnosti predmeta se vertikalna komponenta žarka uniči in na koncu zaznamo svetlobo tudi na D2. V tem eksperimentu so uporabili neprekinjen curek fotonov oz. laserski curek. Zavedati se moramo, da nobena meritev ne bo popolnoma brezinterakcijska. Fotoni se bodo torej absorbirali na predmetu in zaznani na obeh detektorjih D1 in D2. Z meritvijo relativne intenzitete svetlobe na posameznem izhodu dobimo verjetnosti, ki jih ima vsak foton, da doseže posamezen izhod.



Slika 7. Postavitev eksperimenta. Žarek gre skozi ploščico $\frac{\lambda}{2}$, lečo, polarizacijski interferometer, še eno lečo in ploščico $\frac{\lambda}{2}$. Na koncu s polarizacijskim razdelilnikom razcepimo žarek na horizontalno polariziran in vertikalno polariziran del, da ugotovimo, če je bil prisoten predmet [4].

Izvršili so enodimenzionalno slikanje na konici noža, človeškega lasu, kovinski žici, blagu, optičnem vlaknu in ozki reži. Predmete so korakoma premikali (po $0.05 \mu\text{m}$) v laserski žarek. Na vsakem koraku so izvršili dve meritvi. Gledali so izhod D2 (na grafih označeno P_{IFM}). Ta je indikator za brezinterakcijsko meritev. Potem so v interferometru zaprli pot, v kateri se ni nahajal predmet. Opazovali so izhod D1 (označeno P_{norm}). S tem so izvedeli o prosojnosti predmeta. Verjetnost za absorpcijo na predmetu pa se dobi kot:

$$P_{\text{abs}} = R(1 - P_{\text{norm}}).$$

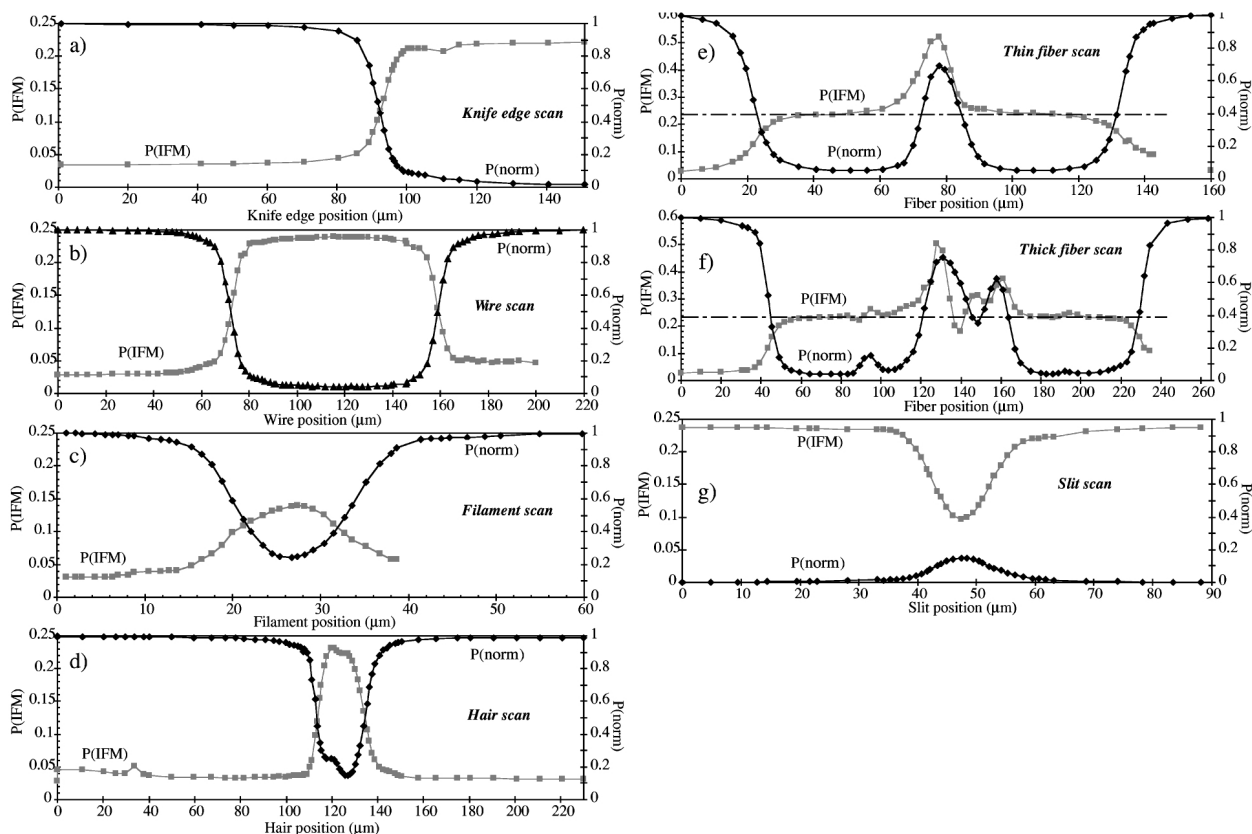
Profil noža je zagotovo stopničasta funkcija. Dobili so zaobljeno funkcijo (graf a)), kar se pripiše končni velikosti laserskega žarka. Iz tega pa so ugotovili resolucijo sistema, kar je približno $10 \mu\text{m}$. Po teoriji bi morali v popolni odsotnosti noža dobiti $P_{\text{IFM}} = 0$. V eksperimentu pa so izmerili majhno vrednost, ki so jo avtorji pripisali šumu. Ko pa je nož popolnoma zaprl žarek, bi morali dobiti teoretično vrednost $P_{\text{IFM}} = 0.25$. Dobili so malo manj. To pa zato, ker polarizacijska razdelilnika nista imela prepustnosti natančno 0.5. Podobne rezultate so dobili na jekleni žici, ki jih predstavlja graf b).

Pri vlaknu blaga (graf c)) opazimo, da P_{IFM} nikjer ne doseže maksimuma. Iz česar sledi, da je vlakno delno prepustno. Enako situacijo imamo pri človeškem lasu (graf d)).

Zanimive rezultate so dobili pri optičnem vlaknu (graf e)). Razvidno je, da sta dve tretjini vlakna nepropustni. To je posledica sipanja in odboja od zaobljene površine. Na sredini vlakna se prepustnost močno poveča. Presenetljivo je, da tudi P_{IFM} naraste preko teoretične meje 0.5. Avtorji članka menijo, da ko gre žarek skozi vlakno, pridobi fazni zamik, ki spremeni interferenčne pogoje. Izhod D2 ni bil več indikator za brezinterakcijsko meritev. S tem lahko dobimo informacije o lastnosti materiala, iz katerega je obsevan predmet. Podobne pojave dobimo na debelejšem optičnem vlaknu (graf f)). Tukaj so dobili štiri vrhove, kar nakazuje na kompleksnejšo notranjo strukturo. Predvidevajo, da pride v notranjosti do sipanj in vodenja poti žarkov.

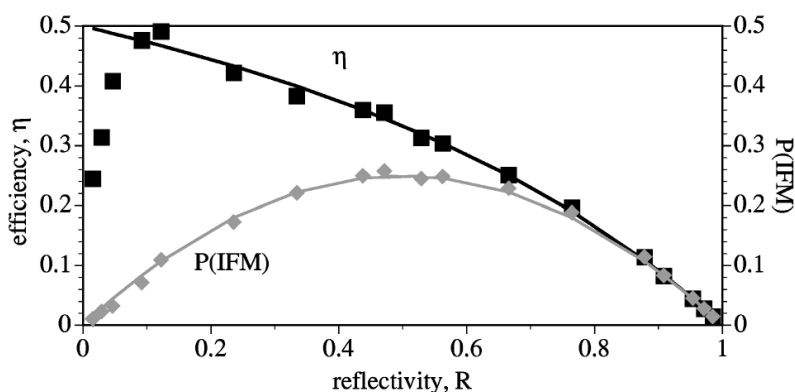
Graf g) pripada ozki reži, kar predstavlja odsotnost predmeta. Režo so ustvarili tako, da so približali dve konici nožev. Dobili so majhno prepustnost, kar je bila verjetno posledica slabe poravnave reže glede na žarek.

S to metodo slikanja je možno pridobiti polarizacijske lastnosti slikanega objekta. Do zdaj je bil



Slika 8. Rezultati brezinterakcijskega slikanja za različne predmete: (a) konica noža, (b) kovinska žica, (c) vlakno, (d) človeška las, (e) optično vlakno, (f) debelejša optično vlakno, (g) ozka reža [4].

objekt izpostavljen vertikalno polarizirani svetlobi. Brezinterakcijske meritve bi lahko izvedli tudi na drugi poti interferometra, torej s svetlobo s horizontalno polarizacijo. S primerjavo obeh slik bi lahko dobili natančne polarizacijsko odvisne podrobnosti.



Slika 9. Meritve in teoretične vrednosti P_{IFM} in η v odvisnosti od R [4].

Na isti postavitvi Mach-Zehnderjevega interferometra so preverili veljavnost enačb (2) in (3). Za različne odbojnosti so izmerili P_{IFM} in izkoristek η (slika 9). Za to so enostavno uporabili neprepustno oviro, da je popolnoma zaustavila žarek. Z vrtenjem ploščice $\frac{\lambda}{2}$ so spreminjali delež prepuščene in odbite komponente valovne funkcije na polprepustnih zrcalih. Malo drugače povedano: z vrtenjem ploščice $\frac{\lambda}{2}$ so spreminjali odbojnost R polprepustnih zrcal. Polna črta predstavlja teoretično

napoved, kvadratki pa eksperimentalne meritve. Za izračun η so potrebovali P_{abs} . Tega pa so izračunali tako, da so predpostavili, da je bila vsota moči na vseh treh izhodih (P_{IFM} , P_{abs} , P_{D1}) enaka vsoti moči P_{IFM} in P_{D1} , ko ni bilo nobenega predmeta. Vidi se, da se meritve in teoretična krivulja zelo dobro ujemajo, razen za izkoristek pri majhnih R . Ko se je prepustnost bližala ničli, bi se morali P_{IFM} in P_{abs} zmanjšati na 0. A zaradi neidealnih polprepustnih zrcal je P_{abs} zavzela neko konstantno vrednost in izkoristek je drastično padel.

Opisali smo le en način, kako izboljšati limitni primer (opisan v poglavju 2.3), da prepoznamo največ polovico delujočih bomb, ne da bi jih sprožili. Z uporabo Michelsonovega interferometra je možno izkoristek η poljubno približati k 1 [5].

5. Zaključek

Pokazali smo, da je teoretično možno zaznati prisotnost predmeta brez kakršnekoli interakcije z njim. Prisotnost objekta smo zaznali, ne da bi se foton na njemu sipal ali absorbiral. Dosedanji eksperimentalni rezultati se dobro ujemajo z napovedmi. Brezinterakcijsko slikanje bo zelo uporabno pri občutljivih predmetih, sistemih ali organizmih. Na primer celice, katerih biološko in kemično delovanje je odvisno od jakosti vpadne svetlobe. Upajo, da bo metoda dobila uporabnost tudi v medicini. Rentgensko slikanje bi postalo dosti manj agresivno, saj velik delež fotonov ne bi preseval tkiva. Tudi opazovanje delikatnih kvantnih objektov bi profitiralo, kot na primer Bose-Einsteinov kondenzat, ujeti ioni ali atomi v atomskem interferometru. Zaenkrat je brezinterakcijsko merjenje šele na začetku razvoja. Do zdaj so bili sestavljeni merilni sistemi, katerih dosežen izkoristek je bil od 60 do 80%. Do slikanja z zahtevnimi algoritmi na večji skali, kjer bi naenkrat dobili celotno 2D sliko, je še daleč. Kakorkoli že, brezinterakcijsko merjenje in slikanje odpirata nove unikatne možnosti, ki presegajo obzorje dozrajše optike.

LITERATURA

- [1] A. C. Elitzur in L. Vaidman, *Found. Phys.* **23**, 987 (1993).
- [2] P. G. Kwiat, H. Weinfurter in A. Zeilinger, *Sci. Am. (Int. Ed.)* **275**, 52 (1996).
- [3] P. G. Kwiat, A. G. White, J. R. Mitchell, O. Nairz, G. Weihs, H. Weinfurter in A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4725 (1999).
- [4] A. G. White, J. R. Mitchell, O. Nairz, in P. G. Kwiat, *Phys. Rev. A* **58**, 605 (1998).
- [5] P. G. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, in A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4763 (1995).
- [6] F. Schwabl, *Quantum Mechanics*, Springer, 4th edition, 2007.
- [7] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, Pergamon Press Ltd., London, 1958.
- [8] C. C. Gerry in P. L. Knight, *Introductory Quantum Optics*, Cambridge University Press, United Kingdom, 2005.
- [9] *Wikipedia*, http://en.wikipedia.org/wiki/Elitzur-Vaidman_bomb_tester, 15.4.2014