

# Kvantumradír

Asztalos Bogdán  
Boccaletti Alexander

mérés időpontja: 2018. 05. 14.

# 1. Bevezetés

Mérésünk célja a kvantumradír kísérlet rekonstruálása egy Mach-Zehnder interferométer alkalmazásával. Ezzel a kísérleti rekonstrukcióval igazoltuk, hogy a kvantummechanika állításai tényleg helytállóak, cáfoltuk avilág lokalitását és a kvantummechanika rejtett paraméteres meggondolásait.

## 2. Elméleti háttér

Az eredeti kvantumradír kísérletben egy nemlineáris BBO-kristály segítségével egy összefonódott fotonpárt hoztak létre, melyek közül az egyiket egy detektorhoz, a másikat egy Mach-Zehnder interferométerbe vezették, ahol az interferométer után egy fotonszámlálót helyeztek. Az eredeti kísérletben egyidőben egyszerre csak egy foton tartózkodott az interferométerben, így az csupán önmagával volt képes interferálni. Amennyiben a rendszeren egyéb változtatást nem eszközöltek, interferenciát lehetett megfigyelni, és a foton útját nem lehetett meghatározni. Viszont, amikor a rendszerbe egy nyomjelölőt helyeztek el aminek segítségével meg lehetett állapítani, hogy a foton mely úton halad, az interferencia eltűnt. Tehát, amennyiben megfigyeltük a második foton polarizációját az önmagával eredményezett interferencia megszűnt. A második detektort távolítva elérhetjük, hogy az első foton előbb detektáljuk, minthogy meghatározhatnánk, hogy melyik résen halad át. Ezt úgy is kivitelezhetjük, hogy a második detektor elé egy ferde polárszűrőt helyezünk. Amennyiben így megfigyeljük a foton polarizációját az interferencia továbbra sem jelenik meg, azaz a két foton között nincs kommunikáció.

## 3. Mérés leírása

### 3.1. Mérési eszközök

- Mach-Zehnder interferométer
- He-Ne lézer
- Lencse
- Digitális fényképezőgép
- Mérőszalag

### 3.2. Mérés összeállítása

Az eredeti kvantumradír kísérlettel szemben mi a mérést nem egyfotonos rendszerrel valósítottuk meg, hanem egy monokromatikus fényaláb használatával. Ily módon a jelenség klasszikusan is megmagyarázhatóvá vált, ám ez a kvantummechanikai magyarázattal teljes összhangban van.

Mérésünk során, az eredeti kísérlettel azonos Mach-Zehnder interferométer elrendezést használtuk. Az interferométer működésének lényege, hogy a lézerfényt egy féligáteresztő tükör segítségével kéttválasztottuk. A két nyalábot aztán egy újabb féligáteresztő tükör segítségével később újra egyesítettük. A végső nyalábokat egy lencse segítségével egy ernyőre vetítettük. Ha a két nyaláb teljesen párhuzamos lett volna, akkor nem interferenciát láttunk volna, hanem két pontot, ám ennek megvalósítása gyakorlatilag lehetetlen. A rendszert úgy állítottuk be, hogy interferencia csíkok jelenjenek meg. A rendszerbe két, egymásra merőleges polárszűrőt helyezve az interferencia eltűnt. Ennek a kvantum

magyarázata, hogy megjelöltük a fotonnak haladásának útját és ezzel megsemmisítettük az interferenciát. Több foton esetén klasszikus magyarázatot is adhatunk az eseményre, miszerint két egymásra merőlegesen polarizált fénynyaláb nem képes interferenciára. Ha viszont, egy harmadik, az előbbi kettővel szöget bezáró polárszűrőt is a rendszerbe helyeztünk, akkor eltávolítottuk (kiradíroztuk) a helyjelölést, és ezáltal az interferenciát helyreállítottuk. Tehát klasszikusan magyarázva, ekkor a két foton polarizációja már nem volt merőleges, így ezek képesek voltak interferálni.

## 4. Kiértékelés

### 4.1. Számolási feladatok

#### 4.1.1. Nyalábok párhuzamosságának hibája

Ha a mérési berendezést sikerül úgy beállítani, hogy a lencsét elérő fénysugara párhuzamosak, akkor a két útvonalból jövő sugarak egy pontban fókuszálódnak, és nem lesz interferencia. Mivel azonban nagy valószínűséggel nem tudjuk pontosan úgy beállítani a tükröket, hogy a sugarak párhuzamosak legyenek, ezért a két fénysugár két különböző pontban képződik le a lencse túloldalán. Az optika törvényei szerint, ha egy  $f$  fókusztávolságú lencsét két, egymással  $\vartheta_0$  szöget bezáró fénysugár ér, akkor azok egymáshoz képest

$$d = f\vartheta_0 \quad (4.1)$$

távolságban képződnek le a lencse fókuszsíkjában.

A két leképezési pontból kiinduló fénysugarak a kétrés kísérlethez hasonló módon interferálnak az ernyőn. A kétrés kísérletben az erősítés feltétele az, hogy az  $n$ -edrendű erősítés  $\varphi_n$  irányára:

$$d \sin(\alpha_n) = n\lambda \quad (4.2)$$

teljesüljön, ahol  $\lambda$  a fény hullámhossza. Kis szögek esetén  $\sin(\alpha_n) \approx \frac{s_n}{D}$ , ahol  $s_n$  az  $n$ -edrendű erősítés helye az ernyőn,  $D$  pedig az ernyő távolsága a résektől.

Mivel a rések szerepét itt a lencse fókuszsíkja tölti be, ezért

$$D + f = L \quad (4.3)$$

teljesül, ahol  $L$  a lencse és az ernyő távolsága.

Az előző kifejezéseket egymásba helyettesítve, és feltéve, hogy  $\vartheta_0$  elég kicsi ahhoz, hogy a  $\sin(\vartheta_0) \approx \vartheta_0$  közelítést alkalmazzuk, azt kapjuk, hogy a fénysugarak által bezárt szög a mérhető mennyiségektől az alábbi módon függ:

$$\vartheta_0 = \frac{\lambda(L - f)}{fs} \quad (4.4)$$

ahol  $s$  az erősítési helyek távolsága az ernyőn.

#### 4.1.2. Interferencia eltűnése

A lézer alaphól polarizált fényt bocsát ki. Ha a polarizáció irányával berakunk polárszűrőt, amik az egyik úton  $+\varphi$  a másikon  $-\varphi$  szöget zárnak be az eredeti polarizációval, akkor a különböző utakon különböző módon megjelöltük a fényt, és amikor újra egyesítjük

a két fénysugarat, a polarizációjuk iránya  $2\varphi$  szöget fog egymással bezárni. Az intenzitás a térerősség négyzetével arányos:

$$I \sim (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2e^{-i\beta} \cos(2\varphi) \quad (4.5)$$

$E_1$  és  $E_2$  a különböző ágakon menő sugarakban a térerősség nagysága (ez az interferométer összeállításától függ nem a polarizátortól),  $e^{-i\beta}$  pedig a térerősségek relatív fázisa egymáshoz képest, ez felelős az ernyőn az interferencia kialakulásáért. A maximális erősítésnél  $\beta = 2n\pi$ , gyengítésnél pedig  $\beta = (2n + 1)\pi$ . Ezek alapján a láthatósági paraméter értéke:

$$\begin{aligned} V &= \frac{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(2\varphi) - (E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2 \cos(2\varphi))}{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(2\varphi) + E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2 \cos(2\varphi)} = \\ &= \frac{2E_1E_2}{E_1^2 + E_2^2} \cos(2\varphi) \end{aligned} \quad (4.6)$$

### 4.1.3. „Kvantumradír” használata

Tegyük fel, hogy a két fénysugár a lézer eredeti polarizációjának útjával  $45^\circ$  és  $-45^\circ$ -os szöget zár be! Ekkor a térerősségek az alábbi formában írhatók (Jones-vektorokat használva):

$$\mathbf{E}_1 = \frac{E_1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{és} \quad \mathbf{E}_2 = \frac{E_2}{\sqrt{2}} e^{-i\beta} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Ha ezeket átengedjük az  $\alpha$  irányú polarizátoron, akkor az eredmény:

$$\mathbf{E}_1^{(\text{pol})} = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \mathbf{E}_1 = \frac{E_1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha + \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha + \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

$$\mathbf{E}_2^{(\text{pol})} = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \mathbf{E}_2 = \frac{E_2}{\sqrt{2}} e^{-i\beta} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha - \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha - \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

$$(4.10)$$

A két sugár összegének interferenciája, az előző feladat mintáján:

$$\begin{aligned} I &\sim \left( \mathbf{E}_1^{(\text{pol})} + \mathbf{E}_2^{(\text{pol})} \right)^2 = \frac{E_1^2}{2} + \frac{E_2^2}{2} + E_1E_2e^{-i\beta} (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha) = \\ &= \frac{E_1^2}{2} + \frac{E_2^2}{2} + E_1E_2e^{-i\beta} \cos(2\alpha) \end{aligned} \quad (4.11)$$

Szintén az előző feladathoz hasonlóan, a fáziskülönbséget tartalmazó tag előjele a maximális erősítésnél a + lesz, míg a maximális gyengítésnél -. Ezekkel kiszámolva a láthatósági paramétert:

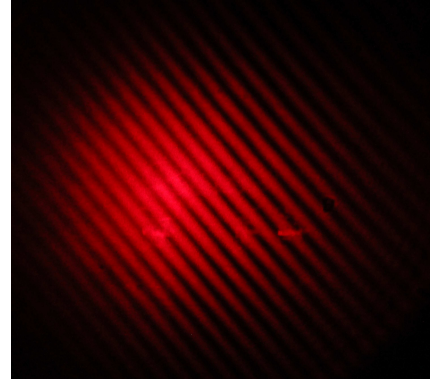
$$\begin{aligned} V &= \frac{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(2\alpha) - (E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2 \cos(2\alpha))}{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(2\alpha) + E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2 \cos(2\alpha)} = \\ &= \frac{2E_1E_2}{E_1^2 + E_2^2} \cos(2\alpha) \end{aligned} \quad (4.12)$$

## 4.2. Mérési adatok

A mérési berendezés összeállítása után az ernyőn megjelent az interferenciakép. Ez az 1. ábrán látható.

A mérőszalag segítségével megmértük az erősítések távolságát, ez  $s = 8 \text{ mm} \pm 0.5 \text{ mm}$ -nek adódott. Szintén megmértük a lencse és az ernyő távolságát is, ennek nagysága:  $L = 353 \text{ mm} \pm 0,5 \text{ mm}$ . A mérési leírás szerint a használt fényforrás egy HeNe lézer, aminek hullámhossza  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ , a fókuszáló lencse pedig  $f = 7,2 \text{ mm}$ . Ezeket az adatokat behelyettesítve a (4.4) egyenletbe, azt kapjuk, hogy a fénysugarak által bezárt szög:

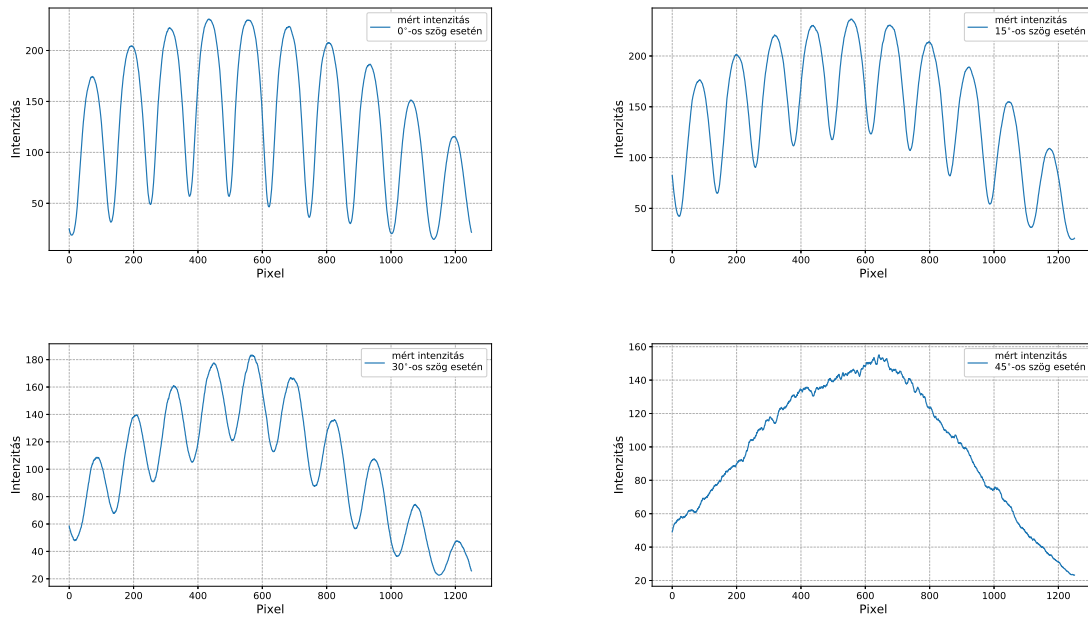
$$\begin{aligned} \vartheta_0 &= 3,80 \cdot 10^{-3} \pm 0,24 \cdot 10^{-3} = \\ &= 0,218^\circ \pm 0,014^\circ \end{aligned} \quad (4.13)$$



1. ábra. Az ernyőn kialakuló interferencia

Az interferenciát úgy tüntettük el, hogy a két útra betettünk két polárszűrőt, amik az eredeti polarizáció irányával  $\pm\varphi$  szöget zártak be.  $\varphi$ -t  $0^\circ$ -tól  $45^\circ$ -ig változtattuk,  $5^\circ$ -onként, ekkor az interferencia fokozatosan eltűnt.

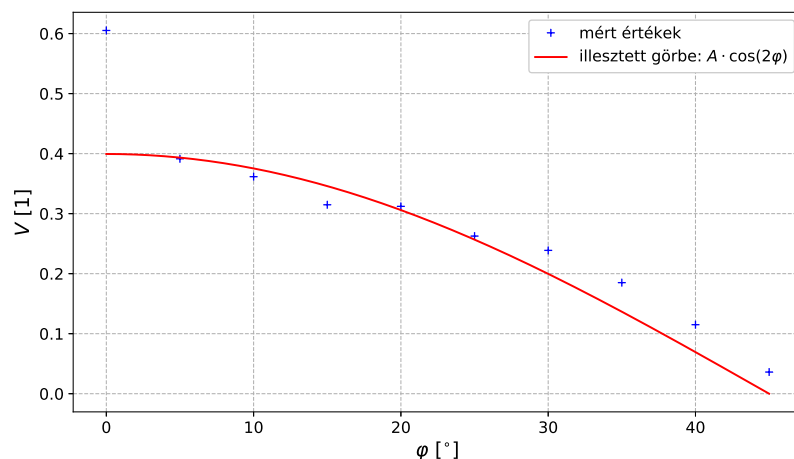
A kialakuló interferenciamintákat lefényképeztük, elforgattuk úgy, hogy a csíkok függőlegesek legyenek, és a függőleges tengely mentén vettük a pixelek átlagát, ezt tekintettük az ernyőn érzékelt intenzitásnak a vízszintes tengely függvényében. A 2. ábrán az interferencia eltűnését szemléltettük a mért interferenciákkal: látszik, ahogyan az intenzitás hullámzása eltűnik a polarizáció szögének növelésével.



2. ábra. Az intenzitás a helyfüggése, a polarizátor szögének változásával

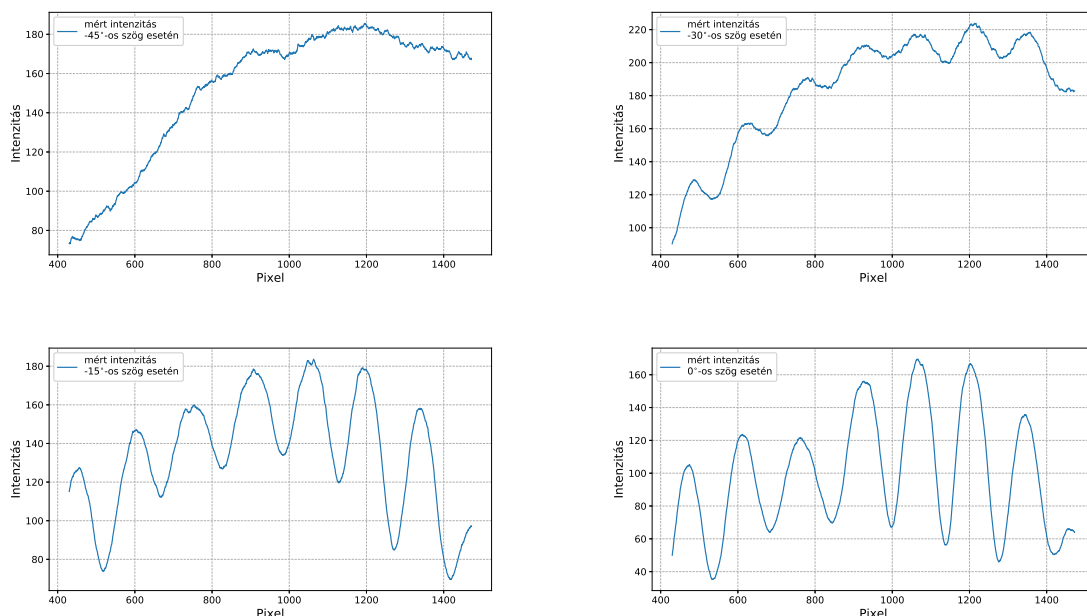
Minden mérés esetén kiszámítottuk a láthatósági paramétert is, ezeket a polarizátor szögének függvényében a 3. ábrán ábráztuk. Mint látszik  $0^\circ$  esetén, kiugró értéket kapunk, de a többi pont elég jól illeszkedik a  $\cos(2\varphi)$  függvényre, ahogy azt a (4.6) egyenlet alapján vártuk.

A kvantumradírozás jelenségét egy harmadik polarizátorral szemléltettük. A harmadik polarizátor iránya a lézer eredeti polarizációjának irányával  $\alpha$  szöget zárt be, ahol  $\alpha$   $-45^\circ$ -tól  $45^\circ$ -ig ment  $15^\circ$ -onként. Amikor a harmadik polarizátor iránya a negatív irányba állt,



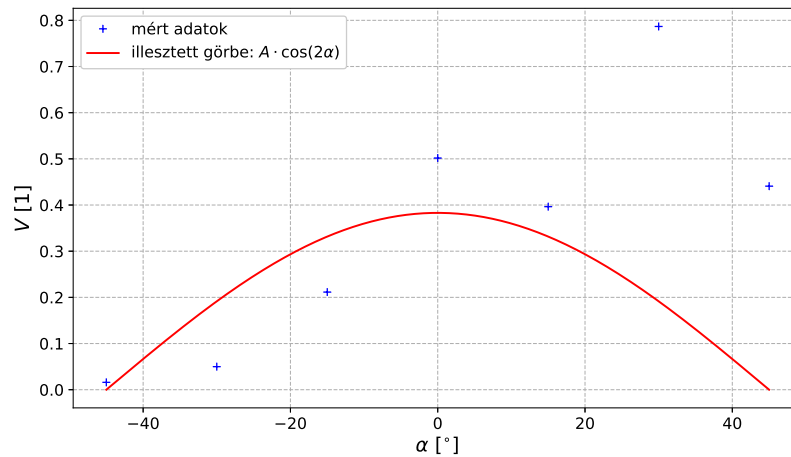
3. ábra. A láthatósági paraméter a polarizátor szögének függvényében

szépen lehetett látni, hogy az interferencia fokozatosan visszajött, ahogy  $\alpha$  közeledett a  $0^\circ$ -hoz. Ez a 4. ábrán látható. Amikor a polarizátor pozitív iránya állt, akkor az interferencia eltűnése nem volt olyan látványos, mint az előző esetben, mert a kép egyre halványabb lett, ezt valószínűleg az okozhatta, hogy a mérés összeállítása nem volt tökéletes.



4. ábra. Az intenzitás a helyfüggése, a harmadik polarizátor szögének változásával

Szintén kiszámoltuk a láthatósági paramétert minden szög esetén, ezt a szög függvényében az 5. ábra ábrázolja. A 4.12. egyenlet alapján itt  $\cos(2\alpha)$  jellegű változást várnánk, de ahogy látszik erre nem igen illeszkednek a mért pontok. A pozitív szögek esetén mért értékek a fent leírt hiba miatt nem mérhetőek, és bár a negatív szögek esetén csökken a paraméter értéke, az illesztett függvényre mégsem illeszkedik.



5. ábra. A láthatósági paraméter a harmadik polarizátor szögének függvényében

### 4.3. Diszkusszió

A mérésünk során a kvantumradírozás jelenségének optikai megfelelőjét végeztük el. Ugyan ez nem kvantummechanikai jelenség volt, csupán a hullámoptika eszközeivel magyarázható, de jól szemléltette a jelenség jellemzőit. A vizsgált jelenségek, mind az interferencia előállítása, mind az eltűntetése polárszűrőkkel, majd a „kvantumradírozással” való visszahozatala mind jól láthatók voltak, ám a kvantitatív elemzésüket bizonyos hibák akadályozták.

A hibák egyik legszembetűnőbb következménye volt, hogy a harmadik polárszűrő használatakor az egyik irány-beli polarizáltság kimutatása nem sikerült. Ez valószínűleg a mérési berendezés pontatlanságának volt köszönhető, de mivel a korábbi jelenségek mind megfigyelhetők voltak, az is elképzelhető, hogy a mérés közben romlottak el a beállítások. Mindenesetre maga a radírozás jelensége így is megfigyelhető, és dokumentálható volt.