

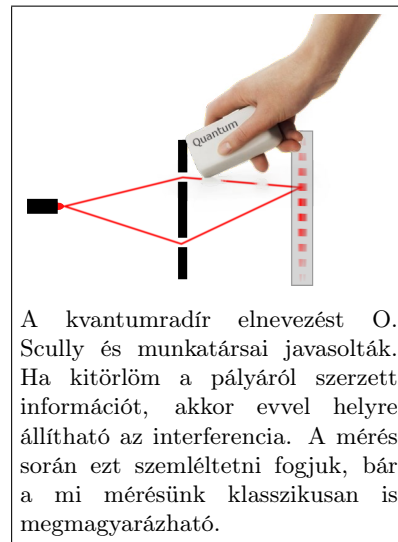
Kvantumradír kísérlet

Koltai János
szerkesztés alatt

2011. november 8.

1. Elméleti bevezető

A Young-féle interferenciakísérlethez hasonló kétréses részecskeinterferencia kísérletek magyarázatáról ezt írta Richard Feynman 1964-ben: „Vizsgálódásunk ... magában rejti a kvantummechanika lényegét is. Valójában ez a jelenség tartalmazza az *egyetlen* rejtélyt.” A kétréses kísérletet – a fény mellett – nem csak elektronokkal, hanem még akár olyan nagyméretű objektumokkal is el lehet végezni, mint egy C_{60} molekula. A részecskékkel végzett kísérletekben még olyankor is kirajzolódik az interferenciakép, amikor a részecskék egyesével, egymás után haladnak át a berendezésen, és egyszerre sosem tartózkodik egy részecskénél több a rendszerben. Régóta ismeretes, hogy ezekben a kétréses kísérletekben, ha ismerjük az útvonalat, azaz meg tudjuk mondani, hogy melyik résen ment át a részecske, akkor az interferenciakép eltűnik: az útvonal ismerete tönkreteszi az interferencia minőségét (megfigyelhetőségét). Az útvonal ismeretének és az interferencia jelenségének összeférhetetlenségét többféle egyenlőtlenséggel is számszerűsítették már. Eredetileg az volt az elképzelés, hogy a Heisenberg-féle határozatlansági elv miatt az útvonal mérése rontja el az interferenciát. Sokféle spekuláció született arra vonatkozólag, hogy hogyan tudnánk a rendszert becsapni, és oly módon megállapítani, hogy melyik útvonalon haladt a részecske, hogy közben az interferenciát sem rontjuk el. Az első és talán legismertebb példa, az Einstein–Bohr-dialógusból az 5. Solvay konferencián Einstein gondolatkísérlete, melyben a részecskék pályáját impulzusok mérésével meghatározható lenne a részecskék pályája. Bohr válaszában megmutatta, hogy ekkor a rés eredeti pozíciójának határozatlansága ugyanabba a nagyságrendbe esik, mint az interferencia minimumok és maximumok közti távolság, és így a határozatlansági elv miatt elmosódnának az interferencia csíkok. A kétréses kísérlet értelmezésbeli problémákat is felvet. Ha azt nézzük, hogy a részecske melyik résen ment át, akkor mindig azt látjuk, hogy vagy az egyik, vagy a másikon. Ha viszont az interferenciaerőn a gyűrűket látjuk, akkor a részecske egyszerre mindkét résen kellett átmenjen. Hogyan dönti ezt el, mikor dől ez el? Hogyan befolyásolja a részecskét a megfigyelésem? Ha megváltoztatom, hogy ernyőt helyezek-e az útjába, vagy nem, akkor megváltoztatom a történelmet? Sérül-e a kauzalitás? Mi van, ha egy megfigyelő megleste, hogy a részecske melyik résen ment át, de meghalt, mielőtt bárkinek is elmondta volna mérési eredményét? Számtalan izgalmas kérdés, még laikusokat is megmozgató paradoxonok lehetőségével. Az alapfogalmak elsajátításához ajánlott Geszti Tamás „Kvantummechanika” című könyvét [1] vagy Patkós András „Bevezetés a kvantumfizikába: 6 előadás Feynman módszerében” című jegyzetét [2] elolvasni.



1.1. Kvantumradír

A jelenség lényegének megragadásához nem szükséges a határozatlansági elv alkalmazása, az alábbi eszmefuttatás szerint ennél sokkal általánosabb a magyarázat [3]. Vegyük fel – a belső szabadsági fokok elhanyagolásával – az interferométerből kilépő részecskék hullámfüggvényét a következő alakban:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\Psi_1\rangle + |\Psi_2\rangle], \quad (1)$$

ahol $|\Psi_1\rangle$ ($|\Psi_2\rangle$) jelöli az 1 (2) úton áthaladás amplitúdóját. Annak valószínűsége, hogy a részecskét az ernyő egy \mathbf{r} pontjában találjuk $|\langle \mathbf{r} | \Psi \rangle|^2$. Ha ezt a kifejezést kifejtjük az 1 képlet szerint, akkor 4 tagot kapunk, melyekből az alábbi keresztszorzatok felelnek az interferenciáért:

$$\langle \Psi_1 | \mathbf{r} \rangle \langle \mathbf{r} | \Psi_2 \rangle \text{ és } \langle \Psi_2 | \mathbf{r} \rangle \langle \mathbf{r} | \Psi_1 \rangle.$$

Tegyük fel, hogy bekapcsolunk egy útvonaljelölő berendezést (M), amivel meg tudjuk jelölni, hogy egy részecske melyik úton haladt anélkül, hogy a részecskék $|\Psi_1\rangle$ és $|\Psi_2\rangle$ hullámfüggvényét megzavarnánk. Ez a Hilbert-tér alábbi kiterjesztését jelenti:

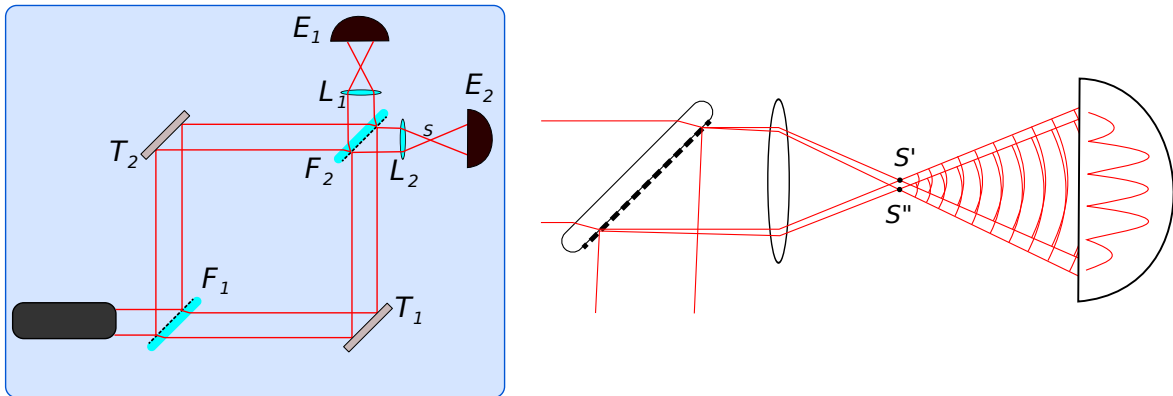
$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\Psi_1\rangle |M_1\rangle + |\Psi_2\rangle |M_2\rangle], \quad (2)$$

ahol $|M_j\rangle$ az útvonaljelölő sajátállapotai. A fenti kifejezés azt jelenti, hogy az útvonaljelölő berendezés állapotai összefonódnak a két lehetséges részecske útvonallal (állapottal). Ahhoz, hogy az útvonaljelölő segítségével 100%-os bizonyossággal megmondhassuk, hogy a részecske az 1 vagy 2 úton haladt, az útvonaljelölő M_1 és M_2 állapotai ortogonálisak kell legyenek. Ha végrehajtjuk az M mérést, akkor a Ψ hullámfüggvény egyszerűen a mérés eredményének megfelelő 1 vagy 2 állapotba ugrik be. A két állapot ortogonalitásából pedig rögtön következik, hogy az interferenciáért felelős keresztagok lenullázódnak. Fontos hangsúlyozni, hogy az interferencia már akkor eltűnik, ha az elvi lehetősége megvan annak, hogy kitaláljuk az útvonalat, nem volt szükséges a mérést végrehajtani, és nincs is megfigyelőre szükség! Ez a folyamat megszünteti az interferenciát, de az a szép az egészben, hogy nem vezet dekoherenciára. Ha a mérést kiegészítjük egy újabb berendezéssel, ami valamilyen módon úgy összekeveri az útvonaljelölő állapotait, hogy nem tudjuk többé megmondani, hogy a részecske melyik útvonalat választotta, akkor az interferencia helyreáll. Optikai kísérletekben útvonaljelölő berendezésként általában keresztezett polárszűrőket alkalmaznak, ami elvileg az ernyőre becsapódó részecskék polarizációjának mérése által lehetővé teszi azt, hogy megmondjuk honnan érkezett a részecske. Ha az ernyő elé egy olyan polárszűrőt helyezünk, ami a két polárszűrő irányának felezőjébe mutat, akkor ez az információ elvész (kiradíroztuk) és az interferencia helyreáll.

1.2. Mach-Zehnder interferométer

A Mach-Zehnder interferométer egy fontos kísérleti eszköz, amelyet elsősorban a plazmafizikában és az aerodinamikában alkalmaznak. Segítségével többek közt átlátszó közegek törésmutatóját, a törésmutató nyomásfüggését vagy hőmérsékletfüggését mérhetjük. Áramlási terek megfigyelésére is kiválóan alkalmas. A MZ-interferométer rendkívül egyszerű felépítése az 1. ábrán látható. A lézernyalábot egy féligáteresztő tükörrel kettéosztjuk, majd tükrök segítségével egy másik féligáteresztő tükrön egyesítjük. A kialakuló interferenciaképet ernyőn figyeljük meg. Az egyik útba elhelyezhetjük a mintánkat és az interferenciagyűrűk változásaival nagyon pontosan követhetjük az optikai úthossz megváltozását. Például, a gáz nyomásának változtatásakor számoljuk, hogy egy ponton hány interferencia csík mozog át. Ebből a minta vastagságának ismeretében kiszámolhatjuk a törésmutató nyomásfüggését és végső soron a törésmutatót magát is.

Ennek az elrendezésnek egy változatával akarta Michelson és Morley mérni a fénysebesség megváltozását egy abszolút nyugvó vonatkoztatási rendszerhez képest mozognak feltételezett rendszerben. A Michelson-interferométerben a szétválasztott nyalábot ugyanazon a féligáteresztő tükrön egyesítik, mint amelyik azt szétválasztotta. Valójában a Michelson-interferométer egy önmagára visszahajtogatott Mach-Zehnder interferométerként is felfogható.



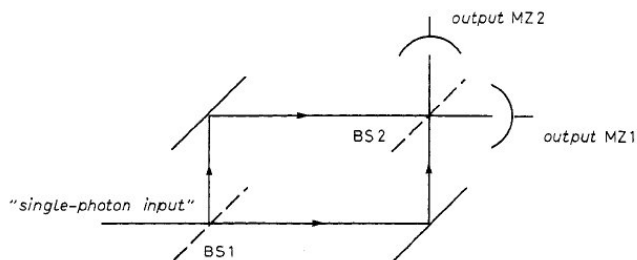
1. ábra. Balra: a mérési elrendezés; Jobbra: az interferencia kialakulásának szemléltetése.

1.2.1. Az interferencia gyűrűk eredete

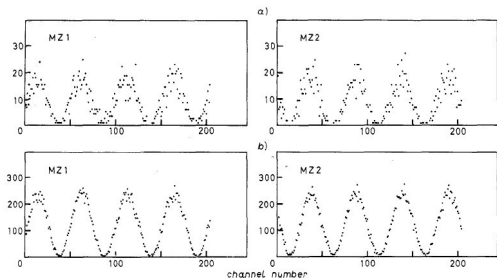
A Mach-Zehnder interferométerben a lézernyalábot először az F_1 féligáteresztő tükroren két azonos intenzitású nyalábra osztjuk. Ezeket a T_1 és T_2 tükrorekkel az F_2 féligáteresztő tükroren egyesítjük. Az egyesített nyalábokat az L_1 illetve az L_2 korrigált gyűjtőlencsékkel az E_1 illetve E_2 ernyőkre képezzük le. A párhuzamos nyalábok az S fókuszpontban találkoznak. Ez csak akkor teljesül maradéktalanul, ha a nyalábok nem széttartóak és a két ágban haladó sugarak egyesítéskor teljesen párhuzamosak haladnak tovább. Ilyenkor nem keletkezik interferencia mintázat az ernyőn. A sugármenetet követve látható, hogy az E_1 ernyőre érkező nyaláb kétszer haladt át a féligáteresztő lemezen, míg az E_2 ernyőre érkező nyaláb csak egyszer. Minden áthaladáskor 90° -s fázistolás következik be, tehát a két nyaláb között pontosan 90° -s fázistolás lesz, azaz be lehet a rendszert úgy állítani, hogy az egyik ernyőn maximális erősítés, a másik ernyőn teljes kioltás van. Mélni ilyenkor az intenzitások megváltozását lehet az interferométer egyik karjába helyezett minta hatására. Ha a beállítás során a négy visszaverő felület csak nagyjából párhuzamos, akkor az egyesített nyaláb interferencia mintázatot hoz létre. A sugármenet ebben az esetben az 1. ábra jobb oldalán látható. A két közel párhuzamos nyaláb az S' illetve S'' pontokba képződik le. A két pontból kiinduló gömbhullámok – a kétrés kísérlethez teljesen hasonló módon – interferálnak. A csíkok pontos helye több paramétertől függ, a párhuzamos felületek közti szögeltérésektől, vagy a fényforrás kiterjedésétől. Az optikai úthosszkülönbségek meghatározhatóak és ebből a maximális erősítések és kioltások szögei is kiszámolhatóak. A beállítástól függően S' és S'' pontokat összekötő szakasz különböző irányban állhat, az interferencia csíkok erre merőlegesen alakulnak ki. Minél kisebb a párhuzamos felületek közti szögeltérés, annál ritkábban lesznek a csíkok, egyezésben avval, hogy a tökéletesen párhuzamos esetben egyáltalán nincsenek csíkok. A tükrorek finom hangolásával a csíkok közti távolság – az $S'S''$ távolságon keresztül – változtatható. Ha az L_2 lencsét eltávolítanánk, akkor is megfigyelhetnénk az interferencia csíkokat, csak az S' , S'' források ilyenkor virtuálisak és a végtelenben lennének. Ha az interferométer egyik ágába elhelyezzük a mintánkat, akkor az S' és S'' források között egy extra fázis különbséget vezetünk be. Ettől még lesznek interferencia csíkok az ernyőn, csak eltolódnak. Az interferencia csíkok eltolódását megfigyelve nagyon pontosan mérhetjük az optikai úthossz megváltozását. Például, ha egy üveglemezt helyezünk az egyik ágba, akkor annak vastagságában egy 0,0002 milliméteres változás azt okozza, hogy a sötét és világos csíkok helyet cserélnek (632,8 nm-es HeNe lézer fényforrást feltételezve).

1.2.2. Egyfotonos Mach-Zehnder kísérlet

A Mach-Zehnder interferométer fontos jelentőséggel bír a kvantummechanika szemszögéből is; az eredeti Mach-Zehnder elrendezést, számos anyagi részecske hullámtermészetének vizsgálatára is használták. Már



(a) Egy Mach-Zehnder interferométer vázlata



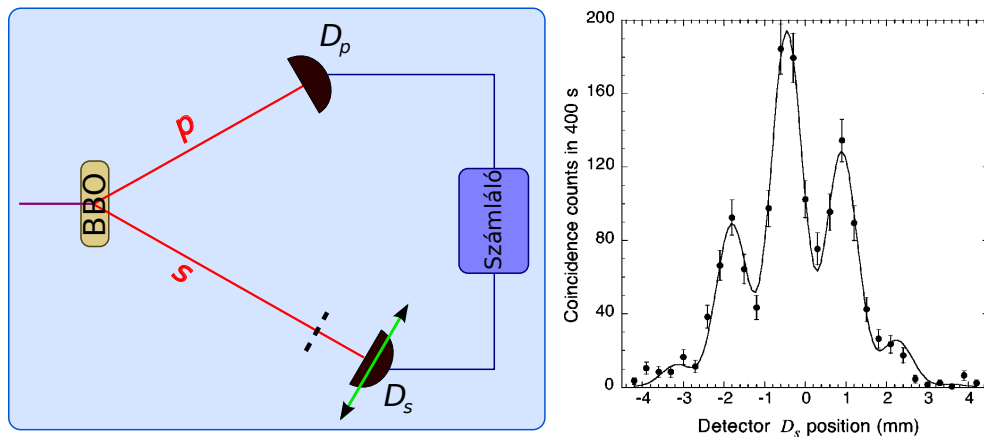
(b) Grangier és társai mérési eredménye.

2. ábra. A rendszer a bal oldalon látható egyfoton forrásból (single-photon input), két féligáteresztő tükörből (BS1, BS2), két tükörből, és a két detektorból (MZ1, MZ2) áll. A féligáteresztő tükörökön bekövetkező fázisfordítás miatt a két detektorra eső jel ellentétes fázisú. Jobbra: a mérési eredmény látható az egyfotonos kísérletben: beütésszám a csatornaszám függvényében. A képek [4] eredeti cikkéből származnak.

Dirac „A kvantummechanika alapjai” című munkájában leírt gondolat-kísérletben arra a következtésre jut, hogy az egyetlen fotonnal végzett, kétutas interferenciakísérletben a foton mindkét úton egyszerre megy, majd találkozáskor interferál saját magával. Sőt Dirac szerint a sokfotonos esetben is minden egyes foton mindkét úton megy egyszerre, és minden foton csak saját magával interferál. A gondolat-kísérletet csak röpké 40 évvel később, 1986-ban sikerült csak elvégezni, a Grangier és munkatársai által elvégzett mérések teljes mértékben igazolták Dirac feltételezését [4]. A kísérletben a nehézséget egyfelől az egyrészecske forrás jelentette, ugyanis hiába csökkentik le a lézer intenzitását annyira, hogy az átlagos teljesítmény egyetlen foton energiájának töredéke, – mivel a lézerből kilépő fotonok Poisson-eloszlást követnek – ilyenkor is jelentős valószínűséggel lép ki egyszerre kettő vagy akár még több foton. Ilyen módon nem állítható nagy bizonyossággal, hogy a berendezésben egyszerre csak egy foton tartózkodik. Másfelől a detektorok gyenge hatásfoka (nagyjából a bejövő fotonok 10%-át tudták a kezdeti detektorok érzékelni) is akadályozta a kutatást. Grangier és munkatársai egyfotonos forrásként a Ca -atomok egy kaszkád átmenetét használták, melynek során két foton keletkezik ν_1 illetve ν_2 energiával – gyorsan egymás után (a közbenső állapot élettartama 5 ns). Az első foton triggerként használják, a második foton egy Mach-Zehnder interferométer bemenetére vezették (lásd 2(a) ábrát). A 2(b). ábrán látható csatornánként 1 s illetve 15 s-es adatgyűjtés mellett a detektált fotonok száma a csatornaszám (szög) függvényében. Jól láthatóan megfelelő idejű átlagolás után kirajzolódik az interferenciaképek megfelelő periodicitás. Az eredmény nagyszerűen igazolta Dirac megfogalmazását, miszerint egyetlen foton is képes önmagával interferálni, és hullámnak mutatkozik egy olyan kísérletben, amely állapotának fázisviszonyaira „kérdez rá”.

1.2.3. Kvantumradír kísérlet Mach-Zehnder elrendezésben

Ez a kísérlet elvileg kiegészíthető polárszűrőkkel oly módon, hogy a kvantumradír jelenség megfigyelhető legyen. Ha az interferométer két ágába keresztezett polárszűrőket helyezünk, akkor a képernyőn az interferencia megszűnik: a becsapódások helye egy diffúz foltot rajzol ki. Az interferencia megszűnése a nagy intenzitású esetben klasszikusan értelmezhető: ha a két nyaláb polarizációja merőleges, akkor a nyalábok nem interferálnak. Az egyrészecskes esetben viszont felfoghatjuk a polárszűrő szerepét úgy, mintha egy címkét ragasztottunk volna a fotonra, amivel megjelöltük, hogy melyik útvonalon haladt. Elvileg az ernyőre érkezéskor megmérhetjük a beérkező foton polarizációját, és ezzel megmondhatjuk, hogy melyik útvonalon haladt át az interferométeren. Azonban a fent leírtak miatt ilyenkor az interferencia eltűnik. Ha az ernyő elé 45° -os szögben elhelyezünk egy polárszűrőt, akkor avval elveszítjük az útvonal-információt, és újra lesz interferencia. Az itteni labormérésben – természetesen – csak a sokrészecskes esetet tudjuk megvalósítani.



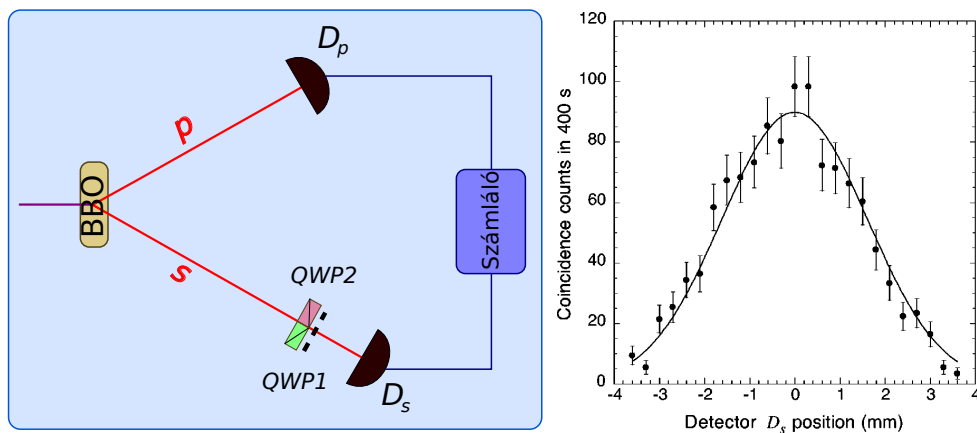
3. ábra. Balra: a mérési elrendezés; BBO a béta-báriumborát kristály, D_p és D_s detektorok rendre a p és s utakon haladó fotonokat detektálják és továbbítanak egy jelet a koincidencia számláló (Számológó) felé. Jobbra: a becsapódások száma a D_s detektor pozíciójának függvényében interferencia mintázatot mutat. Az adatgyűjtés itt minden detektor pozícióra $T = 400$ s-ig tartott. Forrás: Walborn et al. cikk [3].

1.3. Kétfotonos kísérlet

A kétfotonos kísérletek fontossága – az egyfotonos kísérletek technikai nehézségeinek leküzdésén túl – abban rejlik, hogy lehetővé teszik összefonódott kvantumállapotok vizsgálatát. A kvantum-összefonódás vizsgálata a kvantummechanika nem-lokális voltát igazolhatja. Az összefonódott állapotokat – eleinte Böhm munkássága nyomán – kizárólag olyan folyamatokban kerestek, ahol egy spin-fel, spin-le elektronpár keletkezett. A továbbiakban a Walborn-féle kvantumradír kísérletsorozat [3] bemutatása nagymértékben követi Prof. Luis Orozco munkáját [5].

1.3.1. Parametrikus lekonvertálás

A parametrikus lekonvertálás segítségével lehetővé vált korreláltan polarizált fotonpárok megfigyelése is. Az összefonódott fotonpárok egy különleges nemlineáris kristályon, a béta-báriumboráton ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$) keletkeznek. Az argonionlézerekből kilépő ultraibolya foton (351.1 nm) a kristályon elfeleződik, két nagyobb hullámhosszú infravörös fotonná (702.2 nm). A két foton polarizációja merőleges egymásra, ha az összefonódott pár egyik tagjának a polarizációját mondjuk x -irányúnak mértük, akkor a másikat is megmérve mindig y -irányú polarizációt fogunk mérni. A kristályból kilépő két foton külön utakat (p illetve s) jár be a továbbiakban, a 3. ábrán látható módon. Innentől a p (s) úton haladó fotonokat p -(s)-fotonoknak fogjuk nevezni. Interferencia az s -fotonokkal valósul meg. Az s -fotonok két résen áthaladva jutnak el a D_s detektorba, míg a p -fotonok közvetlenül és hamarabb eléri a D_p detektort. Ha a D_p detektor észlel egy bejövő fotont, akkor küld egy jelet a koincidencia számlálónak. A számláló vár addig, amíg a p -fotonnal összefonódott s -fotont detektálja a D_s detektor. (Bár minden p -fotonnak létezik az összefonódás miatt s -foton párja, egyáltalán nem biztos, hogy az a D_s detektor aktuális helyére megérkezik.) Ha a koincidencia számláló megkapja a második jelet is, akkor feljegyez egy becsapódás eseményt. Az eseményeket T ideig gyűjtötték, majd a D_s detektort új pozícióba mozgatták, és újabb T másodpercig gyűjtötték a becsapódás eseményeket. Az ábrákon a becsapódások számát ábrázolták a detektor pozíciójának függvényében. Az így kapott eredmények hasonlóak ahhoz, mintha egy ernyőt helyeztünk volna a rések mögé, és azon figyelni meg az interferenciaképet. A mérési eredmény a 3. ábrán látható, és egyértelműen megfigyelhető az interferenciára utaló periodikus mintázat.



4. ábra. Balra: az elrendezést két $\lambda/4$ -es lemezzel ($QWP1$ és $QWP2$) egészítették ki. Jobbra: mivel az útvonal meghatározhatóvá vált az interferencia mintázat eltűnt. Forrás: Walborn et al. cikk [3].

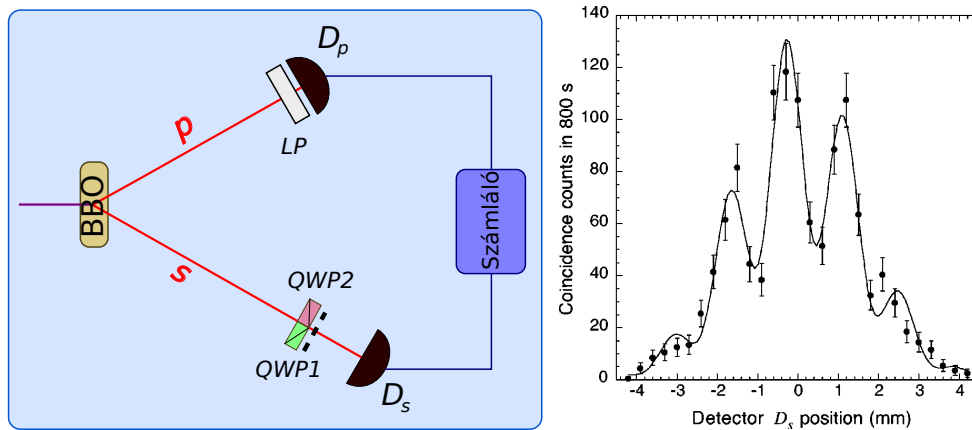
1.3.2. Az útvonaljelölő

Az útvonaljelölő megvalósításaként két $\lambda/4$ -es lemezt ($QWP1$ és $QWP2$) helyezünk a rések elé. Ezek a lemezek a rájuk eső lineárisan polarizált fényt cirkulárisan polarizálttá teszik. A két lemez úgy van beállítva, hogy egy adott polarizáltságú bemenet esetén, az egyikén áthaladó foton jobbra cirkulárisan polarizált lesz, miközben a másikon áthaladó balra cirkulárisan polarizált. Ezzel az elrendezéssel az s -foton bármilyen megzavarása nélkül kitalálható, hogy az melyik úton ment. Mivel s és p egy összefonódott fotonpár, ha azt mérjük, hogy a p -foton polarizációja x -irányú, akkor tudjuk, hogy az s -foton y -irányban polarizált a $\lambda/4$ -es lemezek előtt. Az ilyen s -fotont az egyik rés előtt található $QWP1$ lemez jobbra cirkulárisan polarizálttá alakít, míg a másik rés előtt található $QWP2$ lemez balra cirkulárisan polarizált fotont enged tovább. Ha a D_s detektorral a bejövő foton polarizációját mérjük, akkor megállapíthatjuk, hogy az s -foton melyik résen haladt át. Teljesen hasonlóan érvelhetünk akkor is, ha a p -foton polarizációját y -irányúnak találjuk a mérés során. Az alábbi táblázat összefoglalja a lehetséges eseteket:

A p -foton mért polarizációja	s -foton polarizációja a $\lambda/4$ -es lemezek előtt	s -foton polarizációja az $QWP1$ lemezen és az 1 résen áthaladásakor	s -foton polarizációja az $QWP2$ lemezen és az 2 résen áthaladásakor
x	y	jobbra cirkuláris	balra cirkuláris
y	x	balra cirkuláris	jobbra cirkuláris

A $\lambda/4$ -es lemezek jelenléte lehetővé teszi a megfigyelő számára, hogy információt szerezzen arról, hogy melyik résen ment át az s -foton. Emiatt az interferencia mintázat eltűnik. Nem szükséges, hogy a mérés során a D_s detektorral ténylegesen megmérjük a beérkező foton polarizációját. Az a pusztán tény, hogy a fotonokat felcímkeztük, már önmagába véve elegendő az interferencia eltűnéséhez.

Ha netán gyanakodnánk, hogy a $\lambda/4$ -es lemezek rontják el az interferenciát, fontos megjegyezni azt, hogy amennyiben egy fénynyalábbal kétréses kísérletet végzünk, az interferenciakép nem érzékeny a bejövő fény polarizációjára, tetszőleges x - vagy y -irányban lineárisan- illetve jobbra vagy balra cirkulárisan polarizált nyaláb esetén változatlan interferenciaképet kapunk. Továbbá, ha a $\lambda/4$ -es lemezekkel a fentiek szerint preparált kétréses egyszerűen polarizálatlan fényen ismételtük meg a mérést, akkor is látható interferencia. Mégis szembeötlő, hogy a fenti elrendezésben a $\lambda/4$ -es lemezek megjelenésével az s -fotonok viselkedése drasztikusan megváltozott. Felmerül a kérdés, hogy honnan tudják a fotonok, hogy most tud(hat)juk, melyik



5. ábra. Balra: a p útvonalba helyezett lineáris polárszűrővel (LP) kitörölték az útvonaljelölést. Jobbra: az interferencia mintázat ismét megjelent. Forrás: Walborn et al. cikk [3].

résen mentek át?

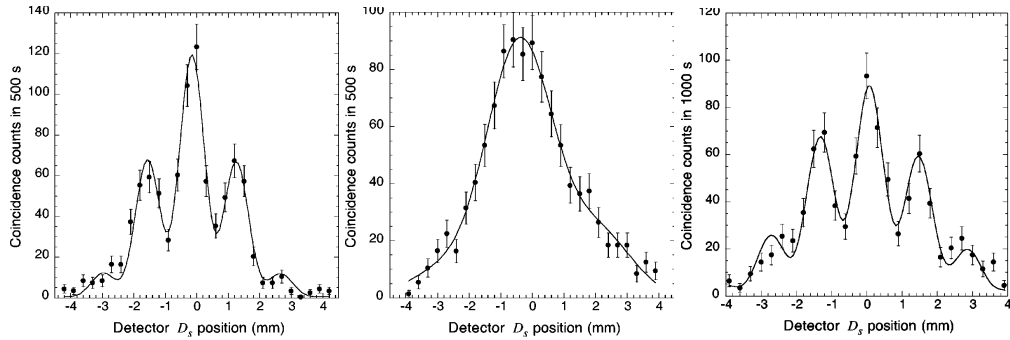
1.3.3. Kvantumradír

Ha ez még nem lenne eléggé meglepő a következő lépésben visszahozzuk az interferenciát anélkül, hogy az s -fotonokkal bármit is tennénk! A p -fotonok útjába helyezünk egy polárszűrőt úgy, hogy az az x - és y -irányok egy kombinációját (pl. 45° -ban lineárisan polarizálva) adja. Innentől már nem lehetséges megmondani, hogy milyen az s -fotonok polarizációja a $\lambda/4$ -es lemezek előtt és így a lemezen és résen áthaladás után sem. Az s -fotonok már nincsenek felcímkézve. Az az információ, hogy melyik résen haladt át a foton már nem elérhető, kitöröltük. A koincidencia mérést megismételték a polárszűrők jelenlétében és az interferencia mintázat ismét megjelent.

Honnan tudja az s -foton, hogy a p ágba betettünk egy polárszűrőt? A p - és s -foton egy összefonódott párt alkotnak. Azt gondolhatnánk, hogy a p -foton valamilyen elöttünk ismeretlen módon kommunikál az s -fotonnal, amiből s -foton tudja, hogy most létrehozhat-e interferenciaképet vagy nem. A következő kísérlet ezt a lehetőséget kizárja.

1.3.4. Késleltetett kvantumradír

A kísérlet során eddig a pontig előbb detektáltuk a p -fotont, majd az s -fotont. Az útvonaljelölés kitörése a p ág megváltoztatásával, majd az s -fotonok detektálásával történt. Ez az elrendezés arra a józan következtésre vezethet, hogy valamiféle kommunikáció van a két foton között: a p -foton jelez, amikor a polárszűrőt eléri, amiből az s -foton eldönti, hogy létrejöhet-e interferencia vagy nem. Módosítsuk most a p -ágot úgy, hogy az hosszabb legyen, mint az s -ág, a p -fotonok csak azután érnek a D_p detektorba, hogy az s -fotont már detektáltuk. A korábbiakhoz hasonlóan most is megjelenik az interferenciakép, amint a 6. ábra bal oldalán látható. A $\lambda/4$ -es lemezek beiktatása ismét tönkre teszi az interferenciát, amint az a 6. ábra középső részén látható. Végül a kvantumradírozást is megnézzhetjük. Az s -fotonokat azelőtt detektáljuk, hogy a p -fotonok elérnek a polárszűrőt. Ennek ellenére az interferencia mintázat ismét megjelenik. Úgy tűnik, hogy az s -foton tudja, hogy a jelölést ki fogjuk törölni, anélkül, hogy a p -foton valamilyen titkos jelet küldhetett volna számára. Mi történt most? Nyilván semmi értelme sincs feltételezni, hogy a p -foton messziről észrevette a polárszűrőt, és azelőtt küldött az s -fotonnak jelet, hogy elérte azt. Ha mégis, akkor akár s -foton maga is észlelhetné messziről a p ágban lévő polárszűrőt. Abszurd ez a felvetés!



6. ábra. A késleltetett kvantumradír kísérlet eredménye. Balra: az eredeti elrendezésben látható interferencia mintázat. Középen: a $\lambda/4$ -es lemezek hatására az interferencia eltűnik. Jobbra: kvantumradírozással az interferencia mintázat ismét megjelent. Forrás: Walborn et al. cikk [3].

Természetesen ez az összefonódás-dolog sokkal fontosabb szerepet tölt be, mint azt korábban gondoltuk. A két foton összefonódott állapotban van. Egy speciális kapocs van közöttük, nem számít, hogy mennyire távolodtak el egymástól. Az is kiderült, hogy ezek az összefonódott fotonok egy összefonódott kapcsolatba kerülnek a $\lambda/4$ -es lemezekkel és a polárszűrővel is.

1.3.5. Felfogni a felfoghatatlant

Ebben a kísérletben nyilvánvalóvá vált, hogy az s -fotonok interferenciáját az útjelölő rontotta el, de a felcímkezés kitörlésével, az összefonódott foton pár p -foton tagján végzett manipulációval az interferencia helyreállítható.

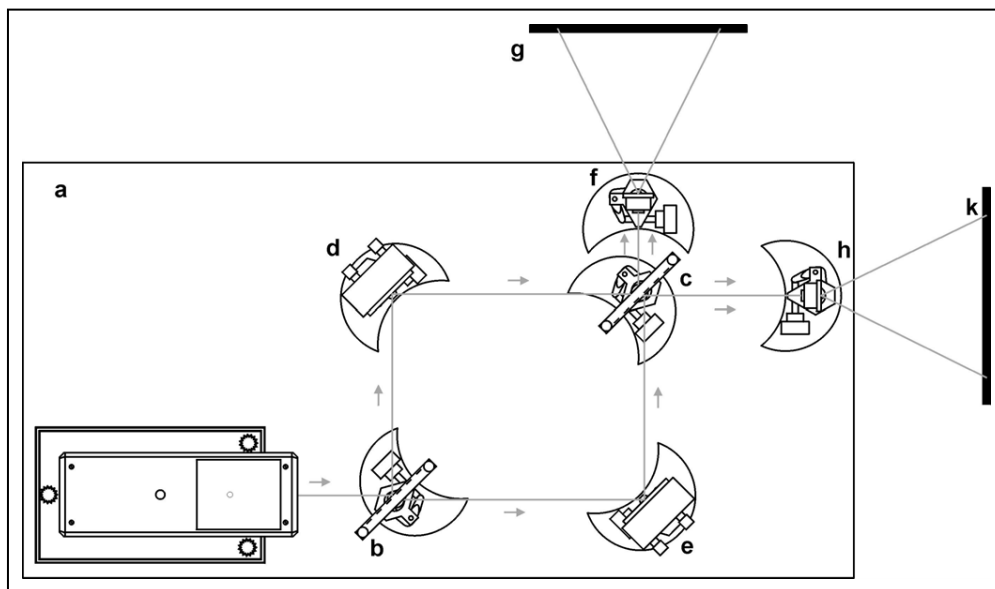
Ebben az elrendezésben az útvonaljelölő nem változtatja meg a foton impulzusát, vagy helyzetét. Az interferencia eltűnése annak köszönhető, hogy a két foton összefonódott és a $\lambda/4$ -es lemezek megjelenése megváltoztatta az összefonódást. Az interferencia mintázat helyreállítható a kvantumradírozással, a fotonok összefonódása valamint a $\lambda/4$ -es lemezek és a polárszűrő ezen összefonódásra gyakorolt hatásának módja miatt.

Az összefonódás jelenségével nem találkozunk a hétköznapi életben. A lokalitás feltevése nem érvényes az összefonódott állapotokra olyan formán, ahogy a mindennapi életben megszoktuk. Megszoktuk, hogy a dolgoknak van egy adott helye, megadható, hogy itt vannak és itt nincsenek. Sosem tapasztalunk olyat, hogy valami két helyen van *egyszerre*. Mindez lehetséges a kvantumrészecskék világában! A két foton egy összefonódott állapotban akkor is összetartozik, ha kozmikus távolságra eltávolodnak egymástól. Ebben a kísérletsorozatban minden mérés során megváltozott a fotonok összefonódása. Ez okozta a gyakran meglepő megfigyeléseket. Szeretjük azt gondolni, hogy a p -foton itt van, az s -foton pedig valahol máshol – tőle elválasztva. De ez nem így van. Úgy kell gondolkodnunk erről a szituációról, ami ellentétes a makroszkopikus világban szerzett mindennapi tapasztalatainkkal. Az összefonódás nagyon fontos szerepet játszik a kvantumrészecskék világában, teljesen új módokon kell róla gondolkodnunk.

Ez a kvantumradír kísérlet egy a sok kísérlet közül, amellyel belepillanthatunk a kvantummechanika különös világába. A kísérlet értelmezése során olyan különleges fogalmakkal találkozunk, mint összefonódás vagy nem-lokális elmélet [1, 2]. Befejezésként pedig álljon itt Richard Feynman velős megállapítása és annak Patkós András féle kibontása [2]:

Fokozódnak a kételyei? Követheti a Feynmannak tulajdonított velős megfogalmazású stratégiát: "Shut-up and compute!"

Bármily furcsa is legyen, ez a tanács a lehető legépítőbb. Egy szokatlan elmélet folyamatos használata legalább olyan szemléletformáló, mint egy vadonatúj orvosi diagnosztikai eszköze vagy egy új hullámhossztartományban észlelt csillagászati távcső. Tapasztalatot szerezve velük a megszokott eszközeinkkel értelmezhető



7. ábra. A mérési elrendezés műszaki rajza. Forrás: Leybold Optics.

jelenségek határán, szinte észrevétlenül alakítja képzeleteinket és egy-két nemzedék múltán szemléletesnek találunk olyan helyzeteket, amelyek komikusan ellentmondásosnak tűntek fél évszázaddal korábban.

Tehát Feynman-t értelmezzék talán így: "Kvantumfizikai számolásokkal, kísérletek kitalálásával tornáztassák képzeletüket és reménykedjenek!"

2. Mérési feladatok

1. Ismerkedés a mérési berendezéssel.
2. Mach-Zehnder interferométer összeállítása.
3. MZ kiegészítése polárszűrőkkel, az interferencia megszűnésének demonstrálása.
4. Kvantumradírozás a kimeneti polárszűrő felhelyezésével.
5. Kimeneti polárszűrő szögének függvényében az interferencia gyűrűk kontrasztjának mérése (10 pontban, fényképezéssel).

2.1. Praktikus tanácsok

- A mérési feladatokat a megadott sorrendben végezzük el!
- Kapcsoljuk be a lézert! Az egyik lencsét a lézer útjában mozgatva ellenőrizhetjük, hogy a lézernyaláb vízszintesen indul-e.
- Az optikai eszközök állításához a csavarokat mindig lazítsuk meg, majd a kívánt változtatás után ne felejtsük el újra rögzíteni azokat.
- Ne hagyjunk optikai eszközt az asztal szélén, ahol azt véletlenül lelökhetjük!

- A két féligáteresztő tükröt egymás után a lézer útjába helyezve ellenőrizzük, hogy a többszörös visszaverődésekből származó pontok függőleges eltérése minimális. A féligáteresztő tükrök állításához kérjük a mérésvezető segítségét!
- A féligáteresztő tükrökön a többszörös visszaverődések intenzitásviszonyából megállapítható, hogy melyik a tükrő foncsorozott oldala.
- A síktükröket a hátoldalon lévő csavar segítségével dönthetjük addig, amíg a fényt teljesen vízszintesen verik vissza. Ezt a lézer kimeneti nyílásába visszavert nyalábbal ellenőrizhetjük.
- A mérési elrendezést félig elsötétített szobában érdemes összeállítani.
- Helyezzük a lézert a hozzánk közelebb eső optikai pad a bal oldali végéhez közel.
- A féligáteresztő tükröt (b) helyezzük 45° szögben a lézer útjába úgy, hogy a foncsorozott felület a lézer felé legyen!
- A többszörös visszaverődés miatt a fősugármenet mellett megjelennek kisebb intenzitású ún. parazita sugarak. A mérést a fősugármenettel végezzük! A többi nyalábot a lencsetartók (f,h) fogják kiszűrni.
- Helyezzük az egyik síktükröt (d) a visszavert nyaláb útjába úgy, hogy a lézernyaláb 90° szögben verődik róla vissza, és a másik nyalábbal párhuzamos!
- Helyezzük a másik síktükröt (e) a másik nyaláb útjába úgy, hogy a lézernyaláb 90° szögben verődik róla vissza. Figyeljünk arra, hogy elég helyet hagyjunk az optikai pad jobb oldalán a lencse talpának és egy polárszűrőnek (kb 10 cm)!
- Állítsuk a helyükre az áttetsző ernyőket (g,k)!
- Tegyük a helyére a másik féligáteresztő tükröt (c) ellentétesen az elsővel (b).
- A síktükrök eltolásával hozzuk fedésbe a két nyalábot a második féligáteresztő tükrön (c), és az ernyőkön!
- Az ernyőt közelítve-távolítva az ernyőre eső pontoknak többé-kevésbé fedésben kell maradnia.
- Ha ezzel a beállítással végeztünk, akkor helyezzük a nyaláb útjába az (f,h) lencsét. Szükség esetén állítsunk a lencsetartók magasságán! Hagyjunk elég helyet a lencse (h) és a féligáteresztő tükrő (c) között a polárszűrő számára!
- Ha nem jelentek meg az előző lépés után a képernyőn az interferencia csíkok, akkor a síktükrök finomhangolásával (síktükrő hátoldalán található csavarok tekerésével) próbálkozhatunk. Ha a finomhangolás közben a pontok teljesen eltűnnek a beállítást előlről kell kezdeni.

Hivatkozások

- [1] Geszti Tamás, „*Kvantummechanika*”, Typotex Kft, Budapest, (2007).
- [2] Patkós András, „*Bevezetés a kvantumfizikába: 6 előadás Feynman modorában*”, jegyzet, <http://galaxy.elte.hu/~patkos/atomkvant/atomkvant-jegyzet.pdf> (2011).
- [3] S. P. Walborn, M. O. Terra Cunha, S. Pádua, and C. H. Monken, Phys. Rev. **A 65**, 033818, (2002).

Biztonsági figyelmeztetés

A He-Ne lézer megfelel a német műszaki szabvány "Biztonsági követelmények Oktatási és Képzési eszközök - Lézer, DIN 58126, 6. rész" a 2-es osztályú lézerek kategóriájában foglaltaknak. A használati utasításban leírt óvintézkedések betartásával a He-Ne lézerek használata nem veszélyes.

- Soha ne nézzen közvetlenül a direkt vagy visszavert lézersugárba!
- Ne lépje túl a vakítási határt (azaz a megfigyelő számára kellemetlen fényességet.)

- [4] P. Grangier, G. Roger and A. Aspect, *Europhys. Lett.* **1** 173 (1986).
- [5] L. Orozco, „*A Double-Slit Quantum Eraser Experiment*”, jegyzet, <http://grad.physics.sunysb.edu/~amarch/> (2002).