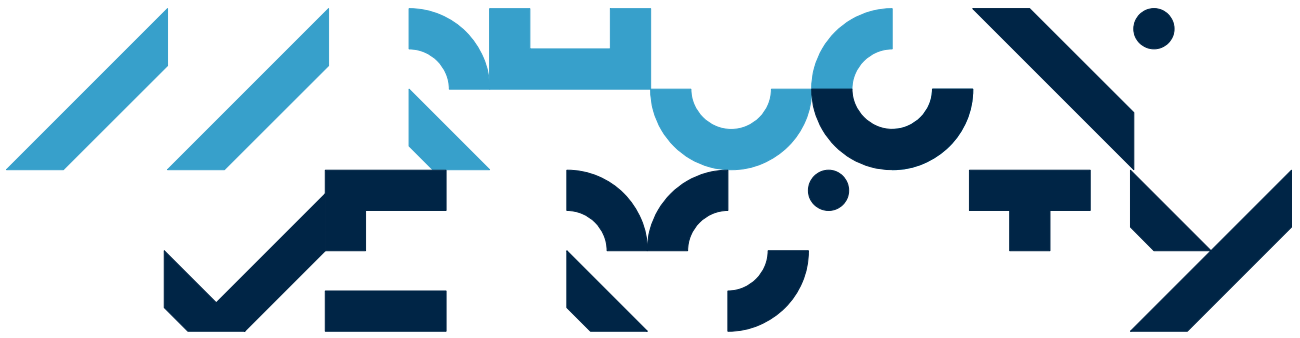
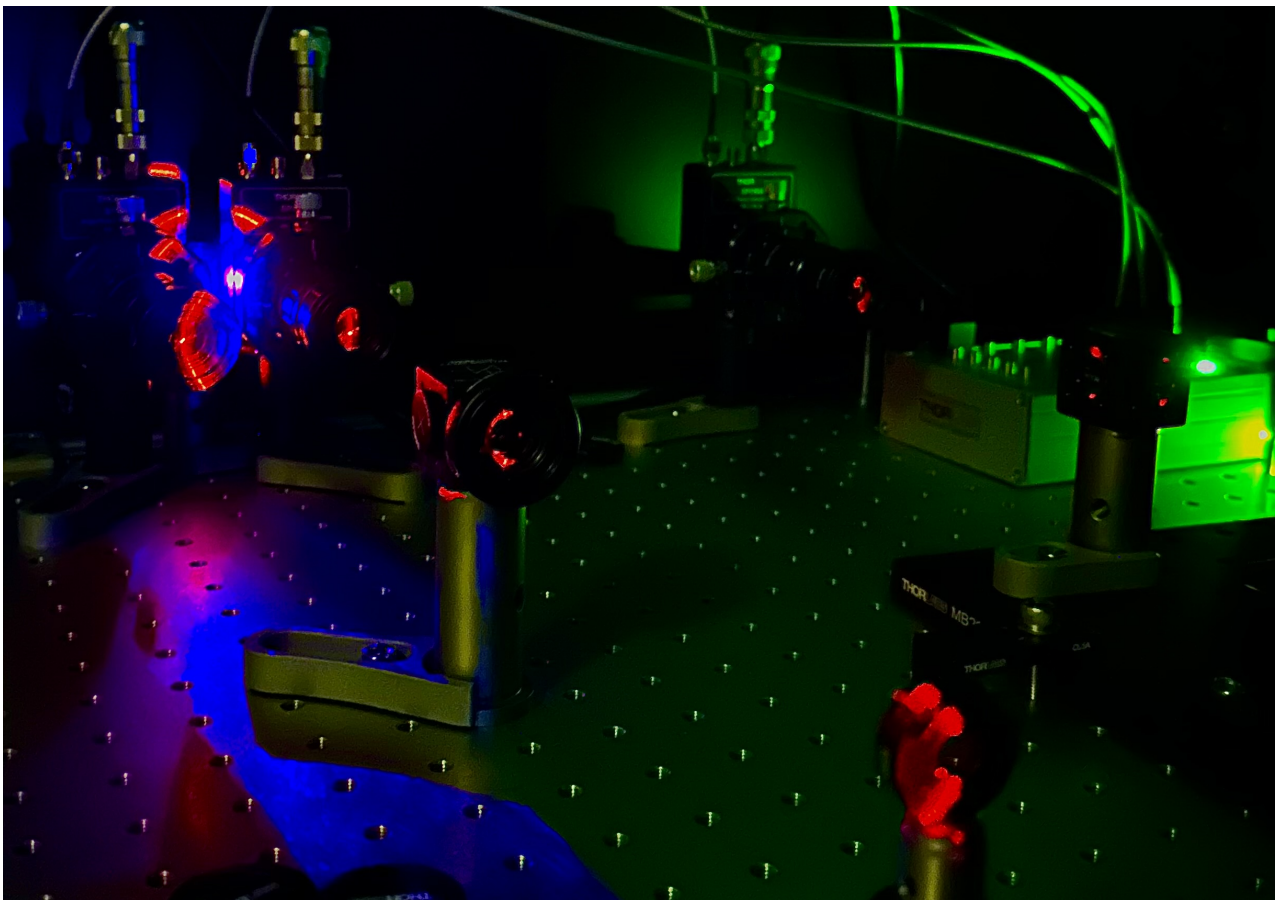




SRP-SOP — Bell Test Manual



This document is written by

Emre Aslan
aslan@phys.au.dk

Jeppe Heering Surrow
surrow@ece.au.dk

Lucas Christesen Ahler
lca@ece.au.dk

Mathias Dahl Rahbek
202304778@post.au.dk

Under the supervision of

Aurelien Romain Dantan
dantan@phys.au.dk

Department of Physics and Astronomy
Aarhus University
Ny Munkegade 120, Building 1522
8000 Aarhus C, Denmark

Supported by
novo nordisk
foundation

September 2026

HVORDAN LÆSES DENNE MANUAL

Denne manual er designet til at undersøge både konceptuel forståelse og praktisk laboratorie arbejde. For at få mest muligt ud af aktiviteterne, opfordres du til at læse denne manual i den angivne rækkefølge.

Teorisektion (Før-Lab)

Teorisektionen introducerer de fundamentale koncepter, der ligger grund for eksperimenterne. Disse er blandt andet optisk effekt, fotonstatistik, spontan parametriske nedkonvertering som kilde af enkeltfotoner og interferometri ved brug af Michelson interferometeret. Disse emner giver det nødvendige konceptuelle fundament for at forstå partikel-bølge dualitets fænomenet, som undersøges i laboratoriet. Det forventes, at du læser dette materiale **før** deltagelse i den eksperimentelle øvelse, så du er forberedt til at fortolke de eksperimentelle observationer i termer af de underliggende fysiske principper. I teorisektionen vil du finde små øvelser, der er designet til at styrke din forståelse af nøglebegreber. Prøv venligst at løse disse opgaver inden den eksperimentelle øvelse.

Eksperimentel øvelse (Lab Dag)

Under laboratorieøvelsen vil du udføre en række eksperimenter ved brug af partikel-bølge dualitets opstillingen. Denne sektion giver dig trinvis vejledning i at udføre den eksperimentelle metode under opsyn. Målet med aktiviteterne er at forbinde de teoretiske koncepter fra teorisektionen med rigtige fysiske målinger. Ved at udføre eksperimenter og analysere data vil du undersøge både klassisk- og kvanteoptisk opførsel. Specielt vil eksperimenterne give dig mulighed for at udforske enkeltfoton-interferens og foton-korrelationseffekter, hvilket vil styrke din forståelse gennem direkte observation og fortolkning.

Øvrige sektioner

- **Sikkerhedsanvisninger:** Disse skal læses med omhu før ankomst til laboratoriet. De kan findes i begyndelsen af Eksperimenter afsnittet og giver essentielle instrukser for at arbejde sikkert med lasere og optisk udstyr.
- **Bilag:** Disse indholder tekniske detaljer om komponenter og software. Brug dem som reference materiale under læsningen af manualen. De befinder sig i bagerst i dokumentet.

Hjælp og kontakt

Hvis nogen del af materialet er uklart, er du velkommen til at kontakte forfatterne via emailadresserne i begyndelsen af manualen. Vi opfordrer til nysgerrighed, så spørgsmål er altid velkomne før, under og efter laboratorie øvelsen. Ved at følge manualen og løse opgaverne på forhånd vil du ankomme forberedt på både de konceptuelle og praktiske aspekter af dine eksperimenter og få en dybere indsigt i lysets partikel-bølge natur.

CONTENTS

1	Teori	3
1.1	Optisk effekt	5
1.2	Fotonstatistik	9
1.3	Polarisation	14
1.4	Sammenfiltrering	19
1.5	Spontan Parametrisk Nedkonvertering	20
1.6	Bell test	25
2	Eksperimenter	28
2.1	Eksperiment 1: fotonkorrelation med klassisk lys	32
2.2	Eksperiment 2: fotonkorrelation med enkeltfotoner	35
2.3	Malus' lov for klassisk lys	39
2.4	Malus' lov for enkeltfotoner	41
2.5	Koincidensrater ved polarisatorer – Blandet tilstand	43
2.6	Koincidensrater ved polarisatorer – Sammenfiltret tilstand	46
2.7	Bell test med en sammenfiltret fotonkilde	48

Længe før udviklingen af moderne fysik forsøgte filosoffer at forstå lysets natur gennem observation og ræsonnement. Tidlige græske tænkere såsom Pythagoras, Platon og Euklid foreslog emissionsteorien, som hævdede, at synsstråler udspringer fra øjnene. I modsætning hertil argumenterede Aristoteles og Epikur for, at syn opstår, når lys eller partikler bevæger sig fra objekter til øjet. Senere udførte Ptolemæus eksperimentelle undersøgelser af refleksion og brydning, hvilket bidrog til en bedre forståelse af lysets opførsel. Et stort fremskridt fandt sted i det 11. århundrede med Ibn al-Haytham, som udførte systematiske eksperimenter med refleksion, brydning og billeddannelse. Han demonstrerede, at syn opstår, når lys bevæger sig fra objekter til øjet, og ikke fra øjet til et objekt, og han understregede betydningen af eksperimentel evidens. Dermed lagde han grundlaget for moderne optik.

Under den videnskabelige revolution blev denne eksperimentelle tilgang styrket gennem udviklingen af nye instrumenter og en stigende vægt på kvantitative målinger. I denne periode begyndte forskere at betragte lys ikke blot som et emne for filosofisk diskussion, men som en fysisk størrelse, der kunne undersøges gennem kontrollerede eksperimenter. Disse udviklinger var med til at etablere det eksperimentelle fundament, som senere fysiske teorier om lys skulle bygges på.

I slutningen af det 17. århundrede foreslog Isaac Newton, at lys består af små partikler, som han kaldte korpuskler. Gennem prismeeksperimenter viste han, at hvidt lys er sammensat af mange forskellige farver, og han forklarede refleksion og brydning ud fra partikelbevægelse ved materialers overgange. Newtons partikelmodel forklarede med succes mange observerede optiske fænomener og stemte naturligt overens med idéen om, at lys bevæger sig fra sin kilde til observatøren. I mere end et århundrede forblev denne partikelbeskrivelse meget indflydelsesrig i den videnskabelige tænkning. Samtidig blev forståelsen af lys udviklet gennem stadig mere præcise målinger. En særlig vigtig milepæl kom fra Ole Rømer, som fremlagde det første kvantitative bevis for, at lysets hastighed er endelig, ved at analysere tidspunktet for formørkelser af Jupiters måne Io. Dette resultat viste, at lys ikke udbreder sig øjeblikkeligt og motiverede senere forsøg på at bestemme dets hastighed med større nøjagtighed.

I begyndelsen af det 19. århundrede afslørede nye eksperimenter fænomener, som ikke kunne forklares alene ved en partikelmodel. Det konceptuelle grundlag for bølgeteorien var tidligere blevet etableret af Christiaan Huygens i det 17. århundrede, som foreslog, at lys udbreder sig som en bølge og introducerede princippet om, at hvert punkt på en bølgefront fungerer som en kilde til sekundære bølger. Med udgangspunkt i denne idé demonstrerede Thomas Youngs dobbeltspalteeksperiment, at lys danner interferensmønstre, hvilket gav direkte eksperimentelt bevis for dets bølgelignende natur. Augustin-Jean Fresnel videreudviklede dette rammeværk ved at formulere en kvantitativ bølgeteori, som med succes forklarede diffraktion og interferens ved hjælp af Huygens' princip. Disse resultater etablerede bølgemodellen som en stærk og forudsigende beskrivelse af lys.

Bølgebeskrivelsen af lys nåede sin mest fuldstændige klassiske form i arbejdet af James Clerk Maxwell i midten af det 19. århundrede. Maxwell fremsatte en teori om, at lys er en elektromagnetisk bølge bestående af svingende elektriske og magnetiske felter. Ud fra sine ligninger udledte han, at elektromagnetiske bølger udbreder sig med en hastighed bestemt af vakuums elektriske permittivitet og magnetiske permeabilitet. Den forudsagte hastighed stemte overens med den eksperimentelt målte lyshastighed og gav dermed stærk teoretisk evidens for, at lys grundlæggende er et elektromagnetisk fænomen. Dette billede blev eksperimentelt bekræftet af Heinrich Hertz, som genererede og detekterede elektromagnetiske bølger og viste, at de udviser de samme egenskaber som lys, herunder refleksion, brydning og interferens. Senere målte Albert A. Michelson lysets hastighed med hidtil uset præcision ved hjælp af interferometriske teknikker og fastlagde yderligere dens værdi som en fundamental fysisk konstant. Maxwells teori forenede elektricitet, magnetisme og optik inden for én samlet teoretisk ramme og viste, at synligt lys er en del af et bredere elektromagnetisk spektrum. Ved slutningen af det 19. århundrede havde Maxwells teori opnået enestående succes.

Alligevel afslørede nye eksperimenter i begyndelsen af det 20. århundrede fænomener, som den klassiske bølgeteori ikke kunne forklare. Under studier af termisk stråling opdagede Max Planck, at energi udveksles i diskrete enheder, som han kaldte kvanta. Kort efter viste Albert Einstein, at lys selv kan opføre sig som en strøm af individuelle partikler, nu kendt som fotoner, for at forklare den fotoelektriske effekt. I denne proces udsendes elektroner fra et materiale kun, når det indkommende lys overstiger en tærskelfrekvens; over denne tærskel øger en stigende intensitet primært emissionsraten snarere end energien af de udsendte elektroner. Denne opførsel kunne ikke forklares ved klassisk bølgeteori, men fulgte naturligt, hvis lys bestod af diskrete

energipulser. Samtidig fortsatte interferens- og diffraktionseksperimenter med at demonstrere lysets bølgelignende opførsel. Disse resultater afslørede en grundlæggende og uventet virkelighed: lys udviser både bølge- og partikelegenskaber. Denne dobbelte natur blev et af kvantemekanikkens centrale principper.

Kvanteteorien giver derfor rammen for at forstå denne opførsel. I kvantemekanik beskrives lys som et kvantiseret elektromagnetisk felt, og de egenskaber, der afsløres i et eksperiment, afhænger af måleopstillingen og af hvilke observable størrelser der er tilgængelige. I nogle eksperimenter udbreder lys sig som en bølge og danner interferensmønstre, der afspejler superpositionen af sandsynlighedsamplituder. I andre detekteres det som individuelle fotoner, der fremtræder som diskrete, lokaliserede hændelser. Disse to aspekter er ikke modstridende, men komplementære. En enkelt foton kan udvikle sig gennem et optisk system på en bølgelignende måde, samtidig med at den altid detekteres som en individuel partikel. Denne partikel-bølgedualitet ligger i hjertet af kvantemekanikken og udgør grundlaget for moderne kvanteoptik.

I QTLab vil du undersøge disse fundamentale egenskaber ved lys ved hjælp af både klassiske optiske felter og et kontrolleret enkeltfoton-system. Eksperimenterne er designet til at undersøge bølge- og partikelegenskaberne af lys hver for sig og til sidst demonstrere deres fælles kvantenatur ved direkte observation.

Eksperimenter med partikelegenskaber fokuserer på den statistiske detektion af individuelle fotoner. Ved at måle tidspunkter og korrelationer mellem detektionshændelser vil du observere, at fotoner registreres som diskrete, udelelige kvanta. Særligt kan fotonkorrelationsmålinger afsløre ikke-klassisk statistik såsom anti-klyngedannelse. Dette giver direkte evidens for, at lys generelt ikke kan beskrives som en kontinuerlig klassisk bølge.

Derudover undersøger eksperimenter med bølgeegenskaber lysets interferensopførsel. Ved at lade lys udbrede sig langs flere veje og derefter kombinere dem igen vil du observere interferensmønstre, som opstår fra superpositionen af bølgeamplituder. Disse mønstre demonstrerer, at lys udbreder sig som en bølge, der kan interferere konstruktivt og destruktivt med sig selv.

Endelig bringer eksperimentet om partikel-bølge-dualitet disse to aspekter sammen. Ved at generere og detektere individuelle fotoner i en interferometrisk opstilling vil du observere, at hver foton registreres som en lokaliseret partikel, mens ophobningen af mange sådanne hændelser danner et interferensmønster. Dette demonstrerer direkte, at lys udbreder sig efter bølgelignende principper, samtidig med at det detekteres som diskrete partikler.

Gennem disse praktiske eksperimenter vil du udforske lysets opførsel på kvanteniveau og forbinde de teoretiske begreber, du læser om her, med eksperimentelle observationer. På den måde vil du få førstehåndserfaring med de principper, der transformerede fysikken i det 20. århundrede, og som fortsat danner grundlag for moderne teknologier såsom kvantekommunikation, kvantesensorik og kvanteinformationsbehandling.

Før vi starter, er vi nødt til at have en klar forståelse af hvad lys er. Som nævnt tidligere, opfører lys sig som en bølge i nogle eksperimenter og som en partikel i andre. Dette kan virke paradoksalt, men egentlig er det et tegn på det kvantemekaniske billede af lys. I fysik kan man bruge to beskrivelser, en klassisk beskrivelse og en kvantemekanisk beskrivelse, til at forklare og forudsige hvordan lys opfører sig i forskellige eksperimenter.

Klassisk: lys som en bølge

I klassisk fysik er lys beskrevet som elektromagnetisk stråling bestående af oscillerende (svingende) elektriske og magnetiske felter. Disse kan bevæge sig gennem rummet uden behov for noget medium, hvilket vil sige, at de, modsat f.eks. lydbølger, kan bevæge sig i vakuum. Synligt lys er en del af det elektromagnetiske spektrum, der inkluderer radiobølger, mikrobølger, infrarød stråling, UV lys, røntgenstråling og gamma stråling. En måde at visualisere lys på denne måde på er at betragte en simpel elektromagnetisk bølge, der bevæger sig i z -retningen. I en sådan bølge svinger de elektriske og magnetiske felter harmonisk som to sinuskurver vinkelret på hinanden, mens bølgen udbreder sig langs bevægelsesretningen. Figur 1 viser dette eksempel.

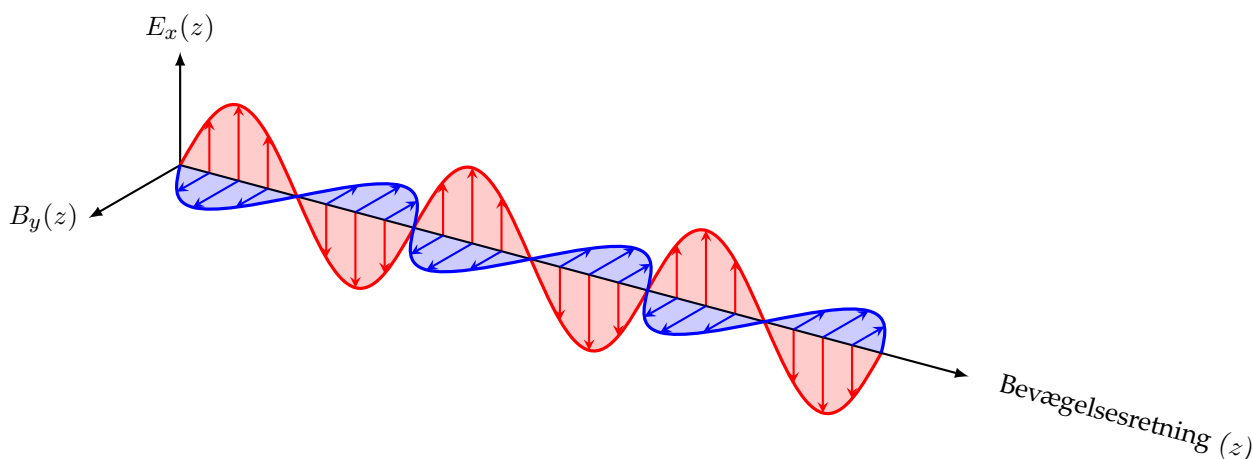


Figure 1: Repræsentation af plan elektromagnetisk bølge. Det elektriske felt $E_x(z)$ (rød) og magnetiske felt $B_y(z)$ (blå) svinger harmonisk som sinusbølger og forbliver vinkelrette på hinanden og på bevægelsesretningen z .

For at beskrive en sådan bølge matematisk kan vi skrive det elektriske og det magnetiske felt, $E_x(z, t)$ og $B_y(z, t)$, som funktion af z

$$E_x(z, t) = E_0 \sin(kz - \omega t), \quad B_y(z, t) = B_0 \sin(kz - \omega t), \quad (1)$$

hvor

- E_0 og B_0 er amplituderne (de maksimale feltstyrker) for de elektriske og det magnetiske felter, som er relateret som $E_0 = c B_0$, hvor c er lysets hastighed i vakuum.
- k er bølgetallet, defineret som $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, hvor λ er bølgelængden.
- ω er vinkelfrekvensen, defineret som $\omega = 2\pi f$, hvor f er frekvensen, der er givet ved perioden, T , som $f = \frac{1}{T}$.
- $kz - \omega t$ kaldes fasen, ϕ , af bølgen.

En brugbar størrelse vi kan måle i stedet for det elektriske felt selv, er intensiteten af lys. Intensitet beskriver den mængde energi transporteret af en elektromagnetisk bølge per areal per tid. De elektromagnetiske felter oscillerer hurtigt og bliver typisk ikke målt direkte i de fleste forsøg, men deres effekt kan

observeres gennem den energi de afsætter i en detektor. I den klassiske beskrivelse er intensiteten proportional med kvadratet af det elektriske felts amplitude (feltstyrke),

$$I \propto E_0^2, \quad (2)$$

hvilket svarer til, at større amplituder giver større energi transport og kraftigere lys. Siden intensiteten repræsenterer effekt per areal, kan den totale effekt leveret af en lysstråle udregnes som

$$P = IA, \quad (3)$$

hvor A er tværsnitsarealet af strålen. Intensitet er derfor en praktisk målbar måde at beskrive styrken af en elektromagnetisk bølge og den energi den leverer.

Kvantebeskrivelse: lys som fotoner

I kvantefysik er lys beskrevet som enkelte diskrete pulser af energi kaldet fotoner. I modsætning til det klassiske billede, hvor energi kan transporteres kontinuerligt, kan lys ifølge kvantebeskrivelsen kun overføre energi i udelelige enheder. Energien af en enkelt foton afhænger af dens bølgelængde og er givet som

$$E = \frac{hc}{\lambda}, \quad (4)$$

hvor h er Plancks konstant. Denne relation viser at fotonenergien er omvendt proportional til bølgelængde: lys med kortere bølgelængde, såsom UV eller røntgenstråling, har større energi end lys med længere bølgelængde, såsom infrarødt lys. Selvom fotoner ikke har nogen masse, har de stadig en bevægelsesmængde (impuls) givet ved

$$p = \frac{h}{\lambda}. \quad (5)$$

Det betyder at lys også kan overføre bevægelsesmængde til stof, for eksempel ved at udøve strålingstryk på en overflade.

Ved små lys niveauer bliver lyset detekteret som enkelte fotoner, der ankommer ved detektoren til forskellige tidspunkter. I sådan et tilfælde skal størrelser som optisk effekt og intensitet forstås som statistiske. Hver foton har energi E , og den totale optiske effekt afhænger af hvor mange fotoner, der ankommer per sekund. Hvis fotoner ankommer med en gennemsnitlig rate R (fotoner per sekund), er den totale optiske effekt

$$P = RE. \quad (6)$$

Her står altså, at effekten er antal fotoner pr. sekund gange med energien af én foton. Dette giver en direkte sammenhæng mellem den kvantemekaniske beskrivelse og målbare størrelser.

Sammen giver den klassiske og den kvantemekaniske beskrivelse et komplet billede af lys. Lys opfører sig som en bølge når det bevæger sig, interfererer og ved diffraktion, men det opfører sig som en partikel når det udveksler energi og bevægelsesmængde i enkelte diskrete enheder. Denne partikel-bølge dualitet repræsenterer et grundlæggende aspekt af kvantefysik.

1.1 OPTISK EFFEKT

I de fleste tilfælde kan laserlys beskrives indenfor rammerne af den klassiske elektromagnetiske teori, hvor det behandles som en kontinuer elektromagnetisk bølge som i Ligning 1. I denne beskrivelse kan den optiske effekt måles direkte ved brug af en almindelig fotodetektor, som bestemmer effekten fra intensiteten som i Ligning 3. For kvanteoptik er det derimod nødvendigt at operere i det førnævnte tilfælde, hvor det er muligt at detektere enkelte fotoner ved hjælp af (mere følsomme) enkeltfoton-detektorer. I dette afsnit opnås dette ved at dæmpe det optiske felt kraftigt nok, så antallet af fotoner bliver tilstrækkelig lille. I dette regime registrerer enkeltfoton-detektoren diskrete hændelser, svarende til absorptionen af enkelte fotoner, hver med en energi givet ved Ligning 4. Altså i stedet for at måle den optiske effekt direkte, måler enkeltfoton-detektoren fotontællingsraten. Formålet med dette afsnit er at etablere forholdet mellem den klassiske optiske effekt af en laser og fotontællingsraten målt af detektoren, hvormed sammenhængen mellem den klassiske og kvantemekaniske beskrivelse bestemmes.

I en enkeltfoton-detektor bliver fotonerne registreret, når deres absorption genererer et elektrisk signal. Det er dog ikke alle fotoner, der rammer detektoren, som giver anledning til en registreret detektionshændelse, og kun en brøkdel af de indkommende fotoner detekteres. For at beskrive denne opførsel indføres effektiviteten af detektoren, η , som er defineret som sandsynligheden for, at en indkommende foton producerer en registreret tælling. Værdien $\eta = 1$ svarer til en ideel detektor, der opfanger alle indkommende fotoner. Hvis detektoren måler en tællingsrate R_A , svarer denne til mængden af fotoner, der er blevet detekteret. Siden effektiviteten oftest er mindre end 1, må det egentlige antal af fotoner, der rammer detektoren per tid, R_γ , være større end den målte tællingsrate. Den fotonflux, der rammer detektoren, er derfor relateret til tællingsraten ved

$$R_\gamma = \frac{R_A}{\eta}. \quad (7)$$

η er altså den procentdel af de fotoner der rammer detektoren som faktisk registreres. Den optiske effekt målt ved enkeltfoton-detektoren er lig produktet af fotonfluxen og energien af en enkelt foton, som Ligning 6 ovenfor,

$$P_\gamma = R_\gamma E_\gamma, \quad (8)$$

hvor E_γ er energien af en foton fra Ligning 4. I en realistisk eksperimentel opstilling rejser laserlyset gennem flere optiske dæmpere før det rammer detektoren. Disse dæmpere reducerer den optiske effekt ved kun at transmittere en del af lyset. Det betyder den målte effekt ved detektoren, P_γ , er lavere end den originale lasereffekt. Den optiske effekt før nogen dæmpning (lasereffekt), P , kan derfor bestemmes fra den målte effekt og den totale transmissionsfaktor T_{tot} :

$$P = \frac{P_\gamma}{T_{\text{tot}}}, \quad (9)$$

hvor T_{tot} er den totale transmission af det optiske system. Denne transmissionsfaktor er givet ved produktet af de individuelle transmissionskoefficienter for hvert enkelt optiske element mellem laseren og detektoren:

$$T_{\text{tot}} = T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 \cdots \quad (10)$$

Med "transmissionsfaktor" menes, at noget af lyset tabes undervejs. De forskellige T 'er er altså en eller anden procentdel som tabes hvert sted. Et eksempel på et sådan optisk element med en transmissionsfaktor er stråledeleren, eller stråledeleren. Som navnet antyder, er stråledeleren et element der opdeler lys i to baner, se Figur 3. Hvis man tænker på lysets bane som en vandrutsjebane, kan stråledeleren være en opdeling af én bane til to, se Figur 2. Når en kontinuerlig mængde vand konstant hældes ned ad rutsjebanen (venstre), vil halvdelen tage den ene vej og den resterende halvdel tage den anden vej. Under optimale forhold deles vandet præcis 50/50. På samme måde vil en kontinuerlig lysbølge deles 50/50 mellem de to udgange af stråledeleren. Halvdelen passerer lige i gennem, og den anden halvdel reflekteres og sendes ud til siden som på figur 3. Sender du i stedet en bowlingkugle ned ad vandrutsjebanen (højre), vil den enten tage den ene eller den anden vej, men under optimale forhold kan man ikke forudsige, hvilken af vejene kuglen tager. Man ser først hvilken bane kuglen har taget, når den kommer ud af en af udgangene af rutsjebanen. På lidt samme måde kan man forstå en stråledeler på enkeltfoton-niveau. Når en foton rammer stråledeleren, har man ingen måde at forudsige, hvilken af banerne den vil tage. Vi ser først hvilken bane fotonen tager, når den registreres af en af detektorerne. **Vi vil senere se, at denne analogi for enkeltfotoner ikke er helt korrekt**, men den kan hjælpe med at forstå stråledeleren.

Ved at kombinere relationerne (7)-(10) kan den optiske effekt af laseren bestemmes ud fra den målte fotontællingsrate, detektoreffektiviteten, fotonenergien og den totale transmissionsfaktor. Dette giver en direkte forbindelse mellem enkelte detektioner af individuelle fotoner og den klassiske beskrivelse af optisk effekt.

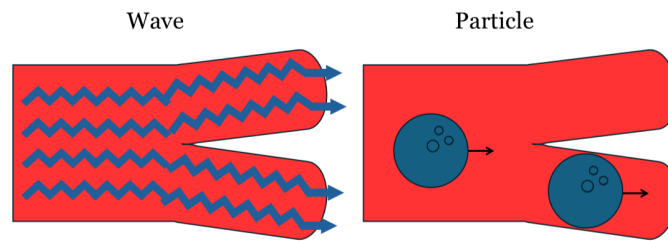


Figure 2: Illustrering af rutsjebaneanalogi. Vand (venstre) deles i de to baner mens bowlingkuglen (højre) 'vælger' en ukendt retning, hvorefter vi ikke længere kan vide hvor den er.

Altså selvom en laserstråle bliver stærkt dæmpet og målt ved enkeltfoton-niveau, er det stadig muligt at finde den oprindelige optiske effekt af lyskilden.

Øvelse: bestem lasereffekten fra fotontællingsraten

I Figur 3 ses en opstilling til at bestemme lasereffekten ved brug af fotontællingsraten.

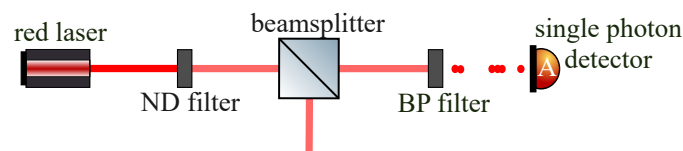


Figure 3: Eksperimentel opstilling til at bestemme optisk effekt af rød laser ved brug af en enkeltfoton-detektor.

Lys fra laseren med bølgelængde $\lambda = 635 \text{ nm}$, herefter kaldet rød laser, dæmpes stærkt af et neutral-density (ND) filter for at reducere intensiteten til et lavere niveau. Den dæmpede stråle rammer så en stråledeler, som lader en kendt del af lyset passere lige igennem til detektionsarmen. I denne arm fortrænger et band-pass (BP) filter baggrundslys og dæmper også strålen yderligere. De transmitterede fotoner rammer dernæst enkeltfoton-detektoren A, som måler dem med en tællingsrate R_A . Transmissionsfaktorerne af de optiske elementer for den røde laser er som følger:

- BP filter transmission: $T_{BP} = 6,97 \times 10^{-6}$,
- Stråledeler transmission: $T_{BS} = 0,4$,
- ND filter transmission: $T_{ND} = 1,20 \times 10^{-3}$.

Spørgsmål

1. Sæt tællingsraten af detektor A til $R_A = 4,330 \text{ MHz}$. Brug følgende parametre:

- Laser bølgelængde: $\lambda = 635 \text{ nm}$,
- Plancks konstant: $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$,
- Lysets hastighed: $c = 3,00 \times 10^8 \text{ m/s}$,
- Detektoreffektivitet: $\eta = 0,45$.

Brug disse værdier til at udregne fotonenergien, fotonfluxen og den optiske effekt ved detektoren vha. Ligninger 6, 7 og 8. Skriv dit resultat i tabellen herunder:

Parameter	Værdi	Enhed
Fotonenergi (E_γ)		J
Fotonflux (R_γ)		MHz
Optisk effekt ved detektor (P_γ)		W

2. Find den totale transmissionsfaktor og ved brug af din værdi for P_γ , bestem den optiske effekt af laseren (brug Ligning 9). Fyld ind i tabellen herunder:

Parameter	Værdi	Enhed
Total transmissionsfaktor (T_{tot})		–
Optisk effekt af laser (P)		W

Den udregnede optiske effekt af den røde laser skulle gerne være cirka 0.9 mW, hvilket passer med den kendte effekt af den røde laser. I laboratoriet vil I gentage denne øvelse og bestemme lasereffekten eksperimentelt ved at måle tællingsraten direkte.

Øvelse: kan en dæmpet laser fungere som en enkeltfoton-kilde?

Lad os nu fokusere på hvad præcist en dæmpet laser betyder, og om en sådan kilde realistisk set kan anses som en enkeltfoton-kilde. Som vi før har nævnt, udsender en laser kontinuerligt et elektromagnetisk felt, der på et ethvert tidspunkt indeholder mange fotoner. Når en laserstråle bliver dæmpet, sænkes dens optiske effekt sådan, at det gennemsnitlige antal af fotoner tilstede indenfor et kort tidsrum kan blive markant mindre end én. Denne situation er illustreret i Figur 4, hvor fotoner fra en laser, en dæmpet laser og en ideel enkeltfoton-kilde kan ses inden for et kort tidsinterval Δt .

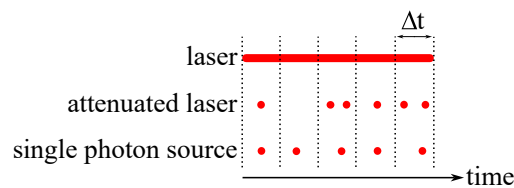


Figure 4: Sammenligning af fotonemission statistik for forskellige lyskilder indenfor korte tidsintervaller Δt .

For at opbygge intuition introducerer vi nu en **idealiseret antagelse**: forestil dig at laseren udsender en perfekt regelmæssig strøm af fotoner, analogt til en periodisk sekvens af jævnt fordelte partikler i tid. I dette billede bliver fotoner udsendt ved et fastholdt tidsinterval, selvom i en typisk laser vil dette interval være ekstremt kort. Dette betyder, at dæmpningen af laseren med en faktor T_{tot} kan anses som, at kun en brøkdel T_{tot} af fotonerne i strømmen passerer igennem dæmperen, mens resten bliver fjernet. Fra dette perspektiv kan man med stærk nok dæmpning øge den gennemsnitlige tid mellem to fotoner, hvilket på et tidspunkt fører til veladskilte detektionshændelser. Indenfor denne forståelse kan en dæmpet laser altså opfattes som en enkeltfoton-kilde, med fotoner der effektivt ankommer én ad gangen ved detektorerne. For at visualisere dette scenarie kvantitativt kan vi estimere middeltallet af fotoner tilstede i den optiske opstilling på et givet tidspunkt. Dette tal er givet ved n :

$$n = \frac{l}{c} R_{\gamma}. \quad (11)$$

Antallet n der ankommer er altså antal fotoner pr. tid (R) ganget med "rejsetiden" $t = l/c$. Her er R_{γ} fotonfluxen fra den tidligere opgave, og $l = 1$ m betegner den optiske vejlængde fra kilden til detektoren. Her kan også "middeltiden mellem fotoner", altså gennemsnitstiden for ankomsten af en foton, bestemmes som

$$\Delta t_{pd} = \frac{1}{R_{\gamma}}, \quad (12)$$

og den tilsvarende rumlige adskillelse (dvs. afstanden mellem 2 fotoner),

$$\Delta d = c \Delta t_{pd}. \quad (13)$$

Disse størrelser giver indsigt i, hvor mange fotoner der samtidig er tilstede i opstillingen, og hvor bredt de er fordelt i tid og rum. Under denne periodisk-emissions antagelse kunne man konkludere, at for tilstrækkelig små fotonrater indholder opstillingen mindre end én foton i gennemsnit, hvilket indikerer enkeltfoton-adfærd. I det følgende afsnit 1.2 Fotonstatistik, skal du beregne/undersøge, hvorfor dette simple billede IKKE er korrekt, og vi derfor ikke kan bruge en laser med dæmpet "klassisk" lys, som en ægte "kvantemekanisk" enkelt-foton-kilde. Det er målet.

Spørgsmål

1. Ved brug af fotonfluxen R_{γ} fra den tidligere opgave, udregn følgende størrelser vha. Ligninger 11, 12 og 13, og skriv dem i tabellen:

Parameter	Værdi	Enhed
Middel fotontal (n)		–
Middeltid mellem fotoner (Δt_{pd})		s
Middelfasthed mellem fotoner (Δd)		m

2. Tror du, at periodisk-emissions antagelsen er realistisk? Kan en veldefineret enkeltfoton-kilde blive realiseret bare ved at dæmpe en laserstråle?

Med denne antagelse kommer man frem til, at middelfastheden mellem fotoner er cirka 31 m. Hvis denne periodisk-emissions model er korrekt, vil det betyde at fotoner er velfordelt i tid og rum, hvilket indikerer, at en stærkt dæmpet laser kan producere lys, der ligner en enkeltfoton-kilde. I dette billede reducerer dæmpningen antallet af fotoner, samtidig med at den bibeholder en klar tidsmæssig adskillelse. Denne beskrivelse er dog baseret på en idealiseret model af fotonemission. For at forstå om denne antagelse afspejler opførelsen af laserlys i virkeligheden, skal vi undersøge de statistiske egenskaber af fotondetektion nærmere. I den næste sektion vil vi bruge en korrelationsfunktion til at analysere emissionsstatistik, og bestemme om hvorvidt en dæmpet laser egentlig opfører sig som en enkeltfoton-kilde eller ej.

1.2 FOTONSTATISTIK

Kvanteoptik er en gren af kvantefysikken, der undersøger lys nede på enkeltfoton-niveau. Mange eksperimenter i dette felt kræver evnen til at generere, detektere og kontrollere enkelte fotoner. Derfor er det essentielt at udvikle en intuitiv forståelse for at analysere de statistiske egenskaber af disse eksperimenter.

Mange af lysets vigtige egenskaber fremtræder ikke i enkelte detektionshændelser, men kommer i stedet fra korrelationen (sammenhængen) mellem målinger. For at kvantisere disse sammenhænge bruger vi korrelationsfunktioner, som er matematiske redskaber, der beskriver hvor stærkt to signaler hænger sammen. Hvis to målinger typisk vokser eller aftager sammen, siger man at de er positivt korreleret. Et hverdagseksempel kunne være temperatur og salg af isvafler: når temperaturen stiger, så stiger også salg af is. I modsætning er noget negativt korreleret, når den ene størrelse vokser samtidig med den anden aftager, eller omvendt. Her kunne eksemplet være temperatur og salg af varm kakao: når temperaturen stiger, så falder salg af varm kakao. Til sidst kan man sige at to størrelser ikke er korreleret, hvilket vil sige, at der ikke er noget forhold mellem de to, og deres opførsel er uafhængige af hinanden. For eksempel er salg af isvafler og antallet af bøger man læser på en dag ikke korreleret.

Korrelationsfunktioner bliver brugt i samtlige grene af fysikken til at forstå hvordan forskellige dele af et system påvirker hinanden over tid og rum. I kvanteoptik er specielt andenordens korrelationsfunktionen, $g^{(2)}(\tau)$, særlig interessant, da den beskriver hvordan lysintensiteter målt på to forskellige detektorer hænger sammen. Dette er vigtigt fordi intensiteten fluktuerer i tid, og disse fluktuationer synliggør nogle af lyskildens vigtige egenskaber, såsom dens kohærens, størrelse og om den opfører sig som en kontinuer klassisk bølge eller som enkelte fotoner.

Andenordens korrelationsfunktion for klassisk lys

Som eksempel betragt opstillingen vist i Figur 5, kendt som et intensitetsinterferometer. Lys fra en laser bliver delt af en stråledeler og detekteret af detektorer A og B. Man kan så sammenligne de målte intensiteter, og bestemme hvordan og hvor stærkt de er korreleret i tid.

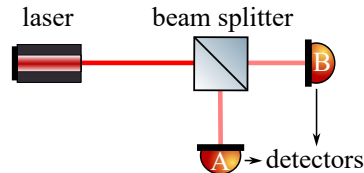


Figure 5: Tegning af et intensitetsinterferometer.

I dette tilfælde er andenordens korrelationsfunktionen defineret som

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_A(t+\tau) I_B(t) \rangle}{\langle I_A(t+\tau) \rangle \langle I_B(t) \rangle}, \quad (14)$$

hvor $I_A(t+\tau)$ og $I_B(t)$ er de målte intensiteter ved detektor A og B, og vinkelparenteserne $\langle \cdot \rangle$ illustrerer altså, at det er et gennemsnit (over et tidsrum). Det "spøjs" τ er det græske bogstav "tau", og indikerer her en forskel i tid på Detektor A og Detektor B. Hvis $t=2$ s og $\tau=3$ s, så vil det blot betyde, at detektor A blev ramt efter 5 s og detektor B efter 2 s. Vi sammenligner altså intensiteten ved detektor A på et senere tidspunkt $t+\tau$ med intensiteten ved detektor B til tid t . Ved at variere denne forsinkelse kan vi undersøge, hvor længe intensitetsfluktuationerne mellem de to signaler forbliver "korreleret". Husk, at korreleret betyder, at de følger hinanden (ligesom temperatur og issalg). Hvis vi er interesseret i den øjeblikkelige korrelation mellem signalerne, kan vi sætte forsinkelsen til 0, $\tau = 0$. Så kan udtrykket forsimples til

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I_A(t) I_B(t) \rangle}{\langle I_A(t) \rangle \langle I_B(t) \rangle}. \quad (15)$$

Andenordens korrelationsfunktion for enkeltfoton-detektorer

Som tidligere nævnt bliver kvanteoptiske målinger taget med diskrete fotondetektionshændelser fremfor med kontinuerte intensitetssignaler. Andenordens korrelationsfunktionen (Ligning 15) bestemmes derfor ud fra

de registrerede fotonankomsttider. For at analysere disse hændelser deler man det totale måleinterval T op i mindre tidsintervaller Δt . Koindenshændelser er defineret som tilfælde hvor fotoner bliver detekteret ved både detektor A og detektor B indenfor det samme tidsinterval (fx den 3. tidsinterval på Figur 6).

Princippet for en tidsmåling er illustreret skematisk i Figur 6. Fotoner fra en dæmpet laserkilde rammer en stråledeler, som tilfældigt sender hver enkelt foton mod enten detektor A eller detektor B. Hver detektor måler ankomsttiden for hver foton, hvilket producerer en række tidsmærkede detektionshændelser. Disse hændelser bliver grupperet ind i tidsintervaller af bredde Δt , hvilket gør det muligt at detektere koindens mellem de to detektorer indenfor et givet tidsinterval.

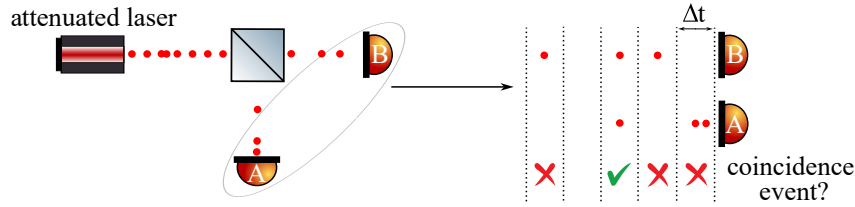


Figure 6: Tegning af en enkeltfotons-korrelationsmåling.

Ved at tælle antallet af detektionshændelser ved hver detektor og antallet af koindenshændelser kan korrelationerne mellem fotonetektionshændelser kvantiseres. Disse eksperimentelt målte størrelser giver et direkte estimat af andenordens korrelationsfunktionen. Vi introducerer nu de følgende variable:

- N_A : det totale antal af fotonetektioner ved detektor A i løbet af det totalte målingsinterval T ,
- N_B : det totale antal af fotonetektioner ved detektor B i løbet af det totalte målingsinterval T ,
- N_{AB} : antallet af koindensdetektioner, hvor begge detektorer registrerer en foton indenfor det samme tidsinterval Δt .

Måletiden T deles op i tidsintervaller af bredde Δt , hvilket giver det totale antal af intervaller

$$M = \frac{T}{\Delta t}. \quad (16)$$

Nu kan andenordens korrelationsfunktionen uden forsinkelse udtrykkes i termer af fotonetektioner som

$$g^{(2)}(0) = \frac{N_{AB}}{N_A N_B} M. \quad (17)$$

Intensiteten I fra Ligning 15 er her erstattet af $I = N/M$, antal detektioner pr. interval. I praksis tæller vi ikke det totale antal N af fotoner der rammer i hele måletiden T , men vi tæller antal fotoner pr. sekund: R . Så er antallet $N = R \times T$, hvor T er måletiden. For at relatere det tællings-baseret udtryk i Ligning 17 til eksperimentelt målebare størrelser bruger vi relationerne $N_A = R_A T$, $N_B = R_B T$ og $N_{AB} = R_{AB} T$, hvilket giver et ækvivalent udtryk i termer af detektionsraterne, hvilket ofte er nemmere at måle direkte. Her:

- R_A : fotontællingsraten ved detektor A (hændelser per sekund),
- R_B : fotontællingsraten ved detektor B,
- R_{AB} : koindensstællingsraten mellem detektor A og B indenfor det samme tidsinterval Δt .

Med disse målbare størrelser kan vi omskrive udtrykket for andenordens korrelationsfunktionen uden forsinkelse til

$$g^{(2)}(0) = \frac{R_{AB}}{R_A R_B \Delta t}. \quad (18)$$

Her afslører værdien af $g^{(2)}(0)$ den statistiske natur af lyskilder. Dens værdi kan afkodes således:

- $g^{(2)}(0) < 1$ (**Anti-klyngedannelse**): Fotonetektioner er negativt korrelerede, hvilket betyder, at der er mindre sandsynlighed for fotoner detekteres ved begge detektorer samtidig, end hvad der forventes for uafhængige hændelser. Med "ikke-klassisk" menes kvantemekanisk, altså at lyset udsendes fx som enkelte partikler, altså fotoner.

- $g^{(2)}(0) = 1$ (**Poisson-statistik**): Fotondetektioner sker uafhængigt af hinanden uden nogen korrelation mellem detektionshændelser ved de to detektorer. Denne adfærd er karakteristisk for fase-stabile lyskilder som en ideel, stabil laser.
- $g^{(2)}(0) > 1$ (**Klyngedannelse**): Fotondetektioner er positivt korrelerede, og fotoner har større sandsynlighed for at ankomme sammen end forventet for uafhængige hændelser. Dette fænomen er typisk for termiske og kaotiske lyskilder. For en ideel enkeltmodet termisk kilde, når klyngedannelsen en maksimum værdi på $g^{(2)}(0) = 2$, hvilket reflekterer den forstørrede sandsynlighed for samtidig foton-detektion grundet den statistiske natur af termisk emission. Termisk emission/termiske lyskilder kan f.eks. være lys fra Solen eller lys fra en glødepære.

Essensen her er, andenordens-korrelationsfunktionen $g^{(2)}(0)$ kan bruges til at skelne mellem klassisk lys (en bølgebeskrivelse) og ikke-klassisk lys (en kvantemekanisk partikel-beskrivelse: altså enkelte fotoner).

Øvelse: forstå andenordens korrelationsfunktionen

Før vi udregner andenordens korrelationsfunktionen, er det brugbart at overveje, hvordan fotoner opfører sig statistisk set ved en stråledeler. Figur 7 viser to eksempler og illustrerer forskellige refleksions- og transmissionsudfald. Det er vigtigt at lægge mærke til, at denne tegning repræsenterer mulige detekteringshændelser fremfor den egentlige vej taget af fotonen. Ifølge kvantebeskrivelsen eksisterer en foton i en superposition af begge udfald, når den rammer en stråledeler. Det betyder, at den essentielt befinder sig i begge arme på én gang, indtil den bliver detekteret. Når fotonen bliver registreret, sker det ved kun én af detektorerne. Vi vil undersøge dette fænomen nærmere i det sidste af eksperimenterne i Eksperimenter-sektionen. Derfor er det stadig fornuftigt at repræsentere de mulige detekteringsudfald og deres sandsynligheder med dette simplificerede billede.

Da vi beskriver eksperimentet med fotondetektionshændelser, er det belejligt at udtrykke andenordens korrelationsfunktionen ved brug af sandsynligheder. Lad P_A og P_B være sandsynlighederne for at detektere en foton ved henholdsvis detektor A og B inden for et tidsinterval, og lad P_{AB} være sandsynligheden for en koincidenshændelse, hvor begge detektorer måler en foton inden for det samme tidsinterval. Ved at bruge relationen mellem sandsynligheden for at detektere og tællingsraten, $R = P/\Delta t$, kan andenordens korrelationsfunktionen skrives som

$$g^{(2)}(0) = \frac{P_{AB}}{P_A P_B}. \quad (19)$$

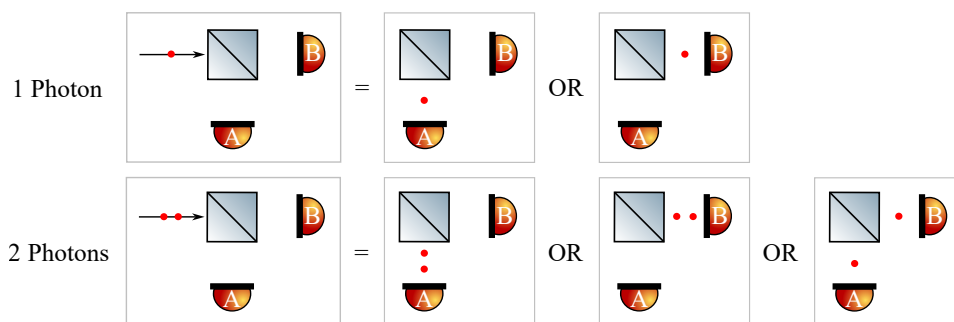


Figure 7: Mulige detekteringsudfald ved en 50:50 stråledeler for én og to indkommende fotoner med alle mulige refleksions- og transmissions muligheder. Ved en beam-splitter (den skrå streg), kan en foton blive "transmitteret", altså fortsætte lige igennem og over til B, eller kan blive "reflekteret" som fra et spejl og fortsætte ned til A.

Derfor kan vi udregne $g^{(2)}(0)$, så snart vi kender sandsynlighederne for refleksion og transmission ved stråledeleren. Vi begynder med det simpleste tilfælde: en enkelt foton rammer stråledeleren. Da kun en enkelt foton er tilstede, kan den enten ramme detektor A eller detektor B, men aldrig begge på samme tid. Derfor er de relevante sandsynligheder

$$P_A^{(1)} = \frac{1}{2} + 0 = \frac{1}{2}, \quad P_B^{(1)} = 0 + \frac{1}{2} = \frac{1}{2}, \quad P_{AB}^{(1)} = 0 + 0 = 0.$$

Hvis vi indsætter disse i Ligning 19, får vi

$$g^{(2)}(0) = \frac{0}{\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2}} = 0.$$

Spørgsmål

1. Udregn $g^{(2)}(0)$ for to indkommende fotoner og udfyld i tabellen herunder. Bemærk, at P_A der indgår i denne formel er sandsynligheden for, at A giver et signal (hvilket den gør både, når der kommer 2 fotoner til detektor A, men også når der kun kommer én foton til detektor A). Bemærk også, at de 3 tilfælde med 2 fotoner ikke er lige sandsynlige. Tegn situationerne op, hvor én foton er gået igennem beam-splitteren, og den anden ikke er. Hvad er så sandsynlighederne for, at der ender 2 fotoner ved detektor A, 2 ved B eller 1 ved hver?

Parameter	Værdi	Enhed
$P_A^{(2)}$		–
$P_B^{(2)}$		–
$P_{AB}^{(2)}$		–
$g^{(2)}(0)$		–

For en enkelt foton fandt vi at $g^{(2)}(0) = 0$, hvilket svarer til perfekt anti-klyngedannelse. Dette sker fordi en enkelt foton kun kan detekteres i én af de to arme fra stråledeleren, så koindcidenstillinger er umulige. For to fotoner stiger korrelationsværdien til $g^{(2)}(0) = \frac{8}{9}$. I dette tilfælde er der en endelig sandsynlighed for, at fotonerne splittes mellem de to detektorer resulterende i større end nul koindcidensthændelser. For tre fotoner stiger korrelationen yderligere til $g^{(2)}(0) = \frac{48}{49}$, hvilket er tæt på 1. Denne opførsel fortsætter for voksende fotontal: sandsynligheden for koindcidenstillinger stiger, og værdien nærmer sig 1. I grænsen for et stort antal af fotoner konvergerer korrelationsfunktionen til $g^{(2)}(0) = 1$, hvilket svarer til den forventede opførsel af klassisk lys. Dette resultat fremhæver den fundamentale forbindelse mellem kvantebeskrivelsen og den klassiske beskrivelse af lys. Ved lave fotontal dominerer den iboende diskrete natur af fotonen systemets opførsel, hvilket leder til stærk fortrængning af mængden af koindcidenstillinger og anti-klyngedannelse, der udelukkende er et kvantefænomen uden noget tilsvarende i klassisk fysik. Når fotontallet vokser, spiller denne begrænsning en mindre og mindre rolle. Sandsynligheden for at fotoner fordeles lige mellem begge arme af stråledeleren stiger, og koindcidenstillinger bliver hyppigere. Den statistiske opførsel af detektionshændelserne nærmer sig langsomt det som klassisk fysik ville forudsige.

Øvelse: tidsgennemsnit af andenordens korrelationsfunktionen

I den tidligere øvelse evaluerede vi andenordens korrelationsfunktionen i et enkelt tidsinterval. Vi udvider nu denne ide til en realistisk eksperimentel opstilling, hvor korrelationsfunktionen udregnes ved at tage et gennemsnit af detektionshændelser over flere tidsintervaller. Lad os først overveje en ideel enkeltfoton-kilde, der udsender præcis en foton per interval i fem tidsintervaller. Situationen kan ses på Figur 4. Tidsgennemsnittet af sandsynlighederne for at detektere ved de to detektorer er

$$P_A = \frac{1}{5} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{2} = P_B. \quad (20)$$

Tidsgennemsnittet af sandsynligheden for koindcidensthændelser er derfor

$$P_{AB}(0) = \frac{1}{5} (0 + 0 + 0 + 0 + 0) = 0. \quad (21)$$

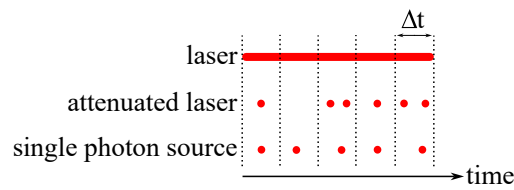
Puttes disse ind i Ligning 19, finder vi at

$$g^{(2)}(0) = 0. \quad (22)$$

Dette eksempel demonstrerer perfekt anti-klyngedannelse efter at have taget et gennemsnit over flere tidsintervaller.

Spørgsmål

1. Overvej nu den dæmpede laser vist i Figur 4. I dette tilfælde kan forskellige tidsintervaller have nul, en eller to fotoner. Udregn andenordens korrelationsfunktionen $g^{(2)}(0)$ ved at tage gennemsnittet over hele tidsintervallet.
Hint: Tidsintervaller, der ikke indeholder nogle fotoner, bidrager ikke til detektionshændelser og bør ekskluderes fra sandsynlighedsgennemsnittet.



Figur 4: Sammenligning af fotonemission statistik for forskellige lyskilder indenfor korte tidsintervaller Δt .

Parameter	Værdi	Enhed
P_A		–
P_B		–
P_{AB}		–
$g^{(2)}(0)$		–

Andenordens korrelationsfunktionen $g^{(2)}(0)$ udregnes ved at tage gennemsnittet af detekteringshændelser over flere tidsintervaller. For en ideel enkeltfoton-kilde inderholder hvert tidsinterval højst én foton. Dette betyder at koincidenshændelser aldrig finder sted, og korrelationsfunktionen forbliver $g^{(2)}(0) = 0$, hvilket viser perfekt anti-klyngedannelse. Til modsætning opfører en dæmpet laser sig anderledes. Selvom dæmpningen reducerer antallet af fotoner til stede i opstillingen, forbliver emissionen tilfældig. Det betyder, at nogle tidsintervaller stadig kan indeholde mere end én foton. I dette tænkte eksempel har i forhåbentlig udregnet $g^{(2)}(0) = \frac{16}{25}$, hvilket klart er større end nul. Det viser at koincidenshændelser er mulige, og lyset opfører sig ikke som en ægte enkeltfoton-kilde. Dette fortæller os, at vores tidligere antagelse om en periodisk-emissions model nok er forkert. Fotonemission fra laseren er tilfældig nok til, at selvom vi sænker antallet af fotoner markant, så vil vi stadig nogle gange have flere fotoner inden for et tidsinterval. Så dæmpningen af en laser gør lyset svagere, men det kan ikke gøre det mere 'kvante'.

For at kunne observere lysets kvanteopførsel, må vores kilde kun udsende én foton ad gangen, fremfor blot at være dæmpet klassisk lys.

1.3 POLARISATION

Polarisation beskriver orienteringen og den tidsmæssige udvikling af lysets elektriske feltvektor. Selvom alle elektromagnetiske bølger har polarization, bliver den særligt vigtig i optik, fordi den giver en eksperimentelt tilgængelig og kontrollerbar frihedsgrad.

KLASSISK BESKRIVELSE AF POLARISATION

I Figur 1 blev en monokromatisk plan elektromagnetisk bølge, der udbreder sig langs z -retningen, introduceret. Generelt er den elektriske feltvektor $\vec{E}(z, t)$ dog ikke begrænset til at oscillere langs en enkelt tværgående retning. I stedet kan den oscillere i en vilkårlig retning inden for planet vinkelret på udbredelsesretningen. For en plan bølge, der bevæger sig i z -retningen, kan det elektriske felt udtrykkes som summen af to ortogonale tværgående komponenter:

$$\vec{E}(z, t) = \hat{x} E_x \sin(kz - \omega t) + \hat{y} E_y \sin(kz - \omega t + \phi), \quad (23)$$

hvor E_x og E_y betegner amplituderne af de elektriske feltkomponenter langs henholdsvis x - og y -akserne, og ϕ er den relative fase mellem dem. Polarisationstilstanden af den elektromagnetiske bølge er fuldstændigt bestemt af de relative amplituder E_x og E_y sammen med faseforskellen ϕ . Den samlede amplitude af det elektriske felt er defineret som

$$E_0 = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}. \quad (24)$$

Hvis den relative fase mellem de tværgående komponenter af det elektriske felt er $\phi = 0$, oscillerer komponenterne i fase. Som resultat bevarer den elektriske feltvektor en konstant retning i det tværgående plan, mens dens størrelse oscillerer i tid. Denne polarisationstilstand kaldes lineær polarization. Orienteringen af polarisationen specificeres ved en vinkel θ målt i forhold til x -aksen, som illustreret i Figur 8. Denne vinkel bestemmes af de relative amplituder af feltkomponenterne og er givet ved

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{E_y}{E_x}\right). \quad (25)$$

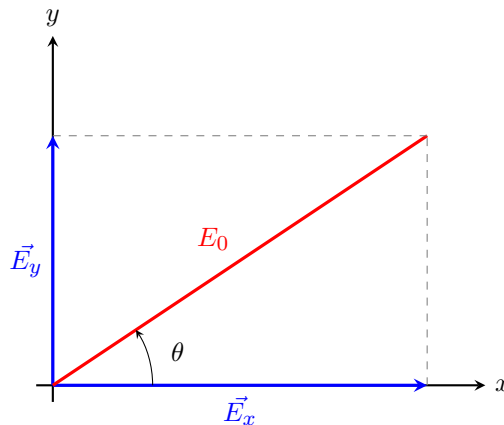


Figure 8: Vektorrepræsentation af lineær polarisation i det tværgående plan.

To vigtige specialtilfælde er horisontal polarisation, hvor $E_y = 0$ og feltet oscillerer udelukkende langs x -aksen, og vertikal polarisation, hvor $E_x = 0$ og feltet oscillerer udelukkende langs y -aksen.

Malus' lov

Polarisationen af lys kan effektivt kontrolleres ved hjælp af lineære polarisatorer. En lineær polarisator er et optisk element, der selektivt transmitterer én lineær polarisationskomponent af en indkommende elektromagnetisk bølge, mens den ortogonale komponent undertrykkes. Som resultat er lyset, der kommer ud fra polarisatoren, altid lineært polariseret langs polarisatorens transmissionsakse, uanset den oprindelige polarisationstilstand af det indkommende lys.

Betragt en lysstråle med lineær polarisation karakteriseret ved en vinkel θ_{in} i forhold til x -aksen. Når dette lys passerer gennem en lineær polarisator, hvis transmissionsakse er orienteret med en vinkel θ_{pol} , projiceres det elektriske felt på polarisatorens akse. Derfor transmitteres kun den komponent af feltet, der er parallel med denne akse. Den transmitterede intensitet I_{out} er relateret til den indkommende intensitet I_{in} ved Malus' lov:

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \cos^2(\theta_{\text{in}} - \theta_{\text{pol}}). \quad (26)$$

For upolariseret lys er alle polarisationsretninger lige sandsynlige. I dette tilfælde transmitterer en lineær polarisator i gennemsnit halvdelen af den indkommende intensitet, uafhængigt af orienteringen af polarisatorens akse:

$$I_{\text{out}} = \frac{1}{2} I_{\text{in}}. \quad (27)$$

Figur 9 opsummerer virkningen af en lineær polarisator efterfulgt af en analysator (en anden lineær polarisator) på en indkommende lysstråle. Til at begynde med er det indkommende lys med intensiteten I_0 upolariseret og indeholder elektriske feltkomponenter i alle tværgående retninger. Efter at have passeret gennem den første polarisator transmitteres kun den feltkomponent, der er rettet langs polarisatorens transmissionsakse, hvilket resulterer i lineært polariseret lys med en reduceret gennemsnitlig intensitet $I_1 = \frac{I_0}{2}$. Analysatoren, hvis transmissionsakse er roteret med en vinkel θ_{pol} i forhold til polarisationsretningen af den indkommende stråle, projicerer yderligere det elektriske felt på sin egen akse. Som konsekvens afhænger den transmitterede intensitet $I_2 = I_1 \cos^2 \theta$ af den relative vinkel mellem polarisatoren og analysatoren i overensstemmelse med Malus' lov og aftager, når vinkelforskellen mellem de to akser øges.

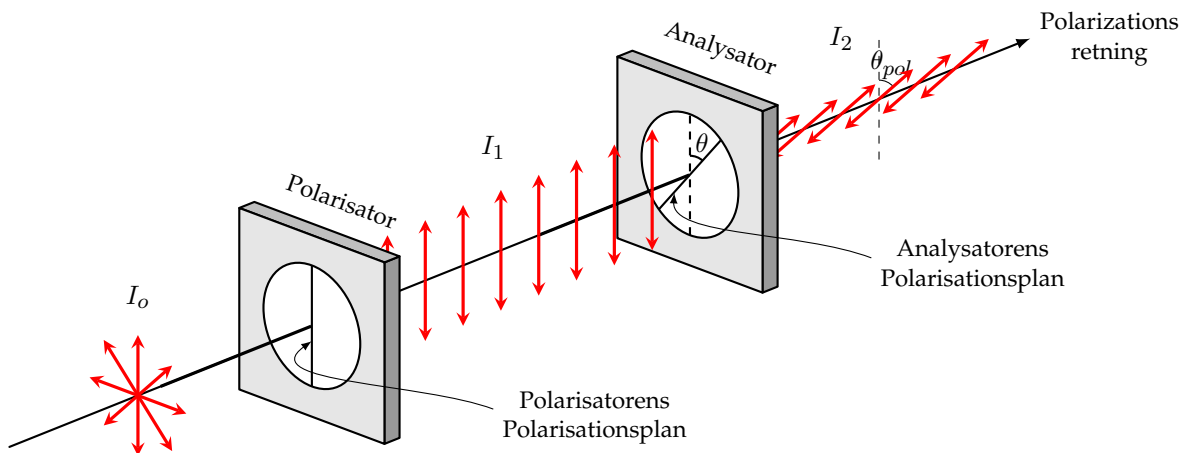


Figure 9: Upolariseret lys passerer gennem en lineær polarisator og en analysator. Den første polarisator producerer lineært polariseret lys, mens den transmitterede intensitet efter analysatoren afhænger af den relative vinkel θ mellem deres transmissionsakser.

POLARISATION I KVANTEBILLEDET

Mens klassisk fysik repræsenterer polarisation gennem den kontinuerte oscillation af det elektriske felt, skal polarisationen af en enkelt foton i stedet beskrives ved hjælp af kvantemekanikkens formalisme. I denne ramme er polarisation ikke en klassisk fælgenskab, men en kvantetilstand.

En-foton polarisationstilstand

Det fundamentale koncept, der bruges til at beskrive ethvert fysisk system i kvantemekanikken, er kvantetilstanden. En kvantetilstand indeholder al den information, der kræves for at forudsige de statistiske udfald af målinger udført på systemet. Kvantetilstande repræsenteres ved hjælp af en kompakt matematisk notation kendt som ket-notation, eller Dirac-notation. I denne notation skrives en tilstand som

$$|\text{tilstand}\rangle,$$

hvor symbolet inde i ketten blot er en betegnelse, der identificerer systemets tilstand. For at beskrive kvantetilstande på en systematisk og fuldstændig måde er det nyttigt at introducere begrebet en basis. En basis

består af et sæt ortonormale kvantetilstande, der udspænder systemets tilstandsrum. Enhver kvantetilstand kan skrives som en lineær kombination af disse basistilstande, som giver en praktisk reference for både teoretiske beskrivelser og eksperimentelle målinger.

For polarisationen af en enkelt foton er et naturligt og bredt anvendt valg af basis givet ved de horisontale og vertikale polarisationstilstande. I den horisontale polarisationstilstand har det elektriske felt ingen komponent langs y -retningen ($E_y = 0$) og oscillerer udelukkende langs x -aksen. I den vertikale polarisationstilstand har det elektriske felt ingen komponent langs x -retningen ($E_x = 0$) og oscillerer udelukkende langs y -aksen. Disse to tilstande repræsenterer de mulige polarisationsudfald for en individuel foton og betegnes ved

$$|H\rangle, \quad |V\rangle. \quad (28)$$

Fotonpolarisation danner således et kvantesystem med to niveauer, hvilket betyder, at to uafhængige basistilstande er tilstrækkelige til fuldstændigt at beskrive dens polarisationsfrihedsgrad.

Dette valg af basis er ikke unikt. Andre ortonormale baser kan defineres, såsom de diagonale og anti-diagonale polarisationstilstande, betegnet ved $|D\rangle$ og $|A\rangle$. Disse tilstande svarer til lineær polarisation orienteret ved vinkler på henholdsvis $+45^\circ$ og -45° i forhold til x -aksen. Tilstandene $|D\rangle$ og $|A\rangle$ er relateret til den horisontal-vertikale basis gennem et basisskift og giver en lige så gyldig beskrivelse af det samme fysiske system. I den følgende diskussion begrænser vi os dog til $|H\rangle$ - og $|V\rangle$ -basisen.

Superposition

Indtil videre har vi beskrevet en foton som enten horisontalt polariseret, $|H\rangle$, eller vertikalt polariseret, $|V\rangle$. Et fundamentalt princip i kvantemekanikken er dog begrebet superposition. I modsætning til et klassisk objekt er en foton ikke begrænset til at befinde sig i én enkelt polarisationstilstand. I stedet kan den eksistere i en kohærent kombination af de to basistilstande. En vilkårlig polarisationstilstand for en enkelt foton kan derfor skrives som

$$|\psi\rangle = \alpha |H\rangle + \beta |V\rangle, \quad (29)$$

hvor $|\psi\rangle$ betegner fotonens kvantetilstand, og α og β er komplekse sandsynlighedsamplituder, der beskriver de relative bidrag fra de horisontale og vertikale polarisationskomponenter.

Måleresultater i kvantemekanikken er i deres natur probabilistiske. Teorien forudsiger ikke resultatet af en individuel måling, men tildeler i stedet sandsynligheder til de mulige udfald. For en polarisationsmåling udført i $\{|H\rangle, |V\rangle\}$ -basisen er sandsynligheden for at opnå et givet resultat lig med kvadratet af størrelsen af den tilsvarende amplitude. Målesandsynlighederne er derfor

$$P_H = |\alpha|^2, \quad P_V = |\beta|^2.$$

Da ét af disse to udfald skal forekomme, opfylder sandsynlighederne normaliseringsbetingelsen

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \quad (30)$$

Selvom udfaldet af enhver enkelt polarisationsmåling er tilfældigt, giver gentagne målinger udført på identisk forberedte fotoner stabile statistiske resultater. I grænsen af mange forsøg konvergerer de relative frekvenser af horisontale og vertikale udfald mod de sandsynligheder, der forudsiges af kvantetilstanden.

I praksis observeres disse sandsynligheder ikke direkte. I stedet producerer hver måling en diskret detektionshændelse, eller et klik, i en af enkeltfoton-detektorerne. Sandsynlighederne P_H og P_V svarer derfor til sandsynligheden for, at den horisontale eller vertikale detektor registrerer en foton inden for et måletidsinterval Δt . Ved brug af relationen mellem sandsynlighed og enkeltfoton-tællingsrate introduceret tidligere er de forventede detektortællingsrater

$$R_H = \frac{P_H}{\Delta t}, \quad R_V = \frac{P_V}{\Delta t}. \quad (31)$$

Mens individuelle detektionshændelser forbliver uforudsigelige, fører gentagne målinger til stabile tællingsrater. De relative detektortællingsrater opfylder

$$\frac{R_H}{R_H + R_V} = |\alpha|^2, \quad \frac{R_V}{R_H + R_V} = |\beta|^2. \quad (32)$$

På denne måde forbindes den abstrakte probabilistiske beskrivelse af kvantetilstanden direkte med eksperimentelt målbare enkeltfoton-tællingsstatistikker, hvor sandsynlighedsamplituderne bestemmer fordelingen af detektorklik observeret over mange måleforsøg.

Klassisk-kvante korrespondance

Indtil dette punkt er lysets polarisation blevet beskrevet ved hjælp af to forskellige formalismer: den klassiske elektromagnetiske feltbeskrivelse og den kvantemekaniske tilstandsbeskrivelse. Selvom disse tilgange bruger forskellige notationer og begreber, beskriver de den samme fysiske egenskab. At etablere en forbindelse mellem dem giver en klarere og mere intuitiv forståelse af fotonpolarization.

Hvis vi relaterer kvantetilstanden $|\psi\rangle$ til den klassiske elektromagnetiske bølge $\vec{E}(z, t)$ illustreret i Figur 8, bliver korrespondancen mellem de to beskrivelser explicit. For et lineært polariseret klassisk felt, der danner en vinkel θ i forhold til x -aksen, opfylder de normaliserede tværgående elektriske feltkomponenter $\alpha = E_x/E_0 = \cos \theta$ og $\beta = E_y/E_0 = \sin \theta$. I direkte analogi kan polarisationstilstanden for en enkelt foton med den samme polarisationsretning skrives som

$$|\psi\rangle = \cos \theta |H\rangle + \sin \theta |V\rangle. \quad (33)$$

I vektorrepræsentationen skrives de horisontale og vertikale polarisationsbasistilstande som

$$|H\rangle \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |V\rangle \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Tilsvarende svarer tilstanden $|\psi\rangle$ til den todimensionelle tilstandsvektor

$$|\psi\rangle \equiv \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (35)$$

hvilket understreger, at polarisation beskrives ved en vektor i et abstrakt todimensionelt tilstandsrum. Selvom denne matematiske struktur tæt afspejler den klassiske vektorrepræsentation af det elektriske felt, er det vigtigt at bemærke, at kvanteamplituderne ikke repræsenterer feltstyrker, men bestemmer sandsynlighederne for forskellige udfald af polarisationsmålinger.

Type-I SPDC

I Type-I SPDC genereres begge nedkonverterede fotoner med den samme polarisation, som er ortogonal i forhold til pumpestrålens polarisation. For eksempel kan en horisontalt polariseret pumpefoton, der udbreder sig gennem en ikke-lineær krystal, konverteres til et par vertikalt polariserede signal- og idlefotoner, som illustreret i Figur 13. Denne proces kan skematisk skrives som

$$|H\rangle_{\text{pump}} \rightarrow |V\rangle_s |V\rangle_i. \quad (36)$$

Fordi de to fotoner altid fremkommer med identisk polarisation, befinder hver foton sig i en veldefineret enkeltfoton-polarisationstilstand, og den fælles to-foton-polarisationstilstand faktoriserer til et produkt af individuelle tilstande. Den resulterende polarisationstilstand er derfor separabel og udviser ikke polarisationssammenfiltring. Selvom signal- og idlerfotonerne forbliver stærkt korrelerede i andre frihedsgrader, såsom energi og impuls på grund af bevarelseslovene, er deres polarisationsfrihedsgrader ikke sammenfiltrede i en enkelt Type-I SPDC-proces.

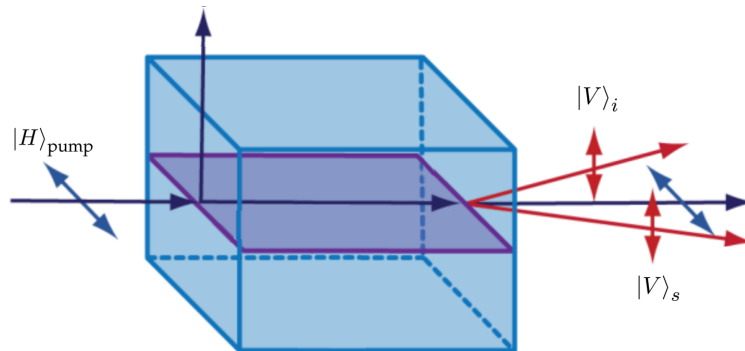


Figure 10: Type-I spontan parametriske nedkonvertering (SPDC): en horisontalt polariseret pumpefoton $|H\rangle_{\text{pump}}$, der udbreder sig gennem en ikke-lineær krystal, konverteres til to vertikalt polariserede fotoner, signalet $|V\rangle_s$ og idleren $|V\rangle_i$, udsendt ved symmetriske vinkler.

Forskellige polarizationsbaser

Indtil videre er polarisationsmålinger blevet beskrevet ved hjælp af den horisontal–vertikale (H/V) basis. Polarisation er dog ikke begrænset til én enkelt fast basis. Både klassisk og kvantemekanisk kan polarisationsbasen ændres kontinuert ved at rotere orienteringen af en lineær polarisator. En lineær polarisator roteret med en vinkel θ i forhold til den horisontale akse definerer en ny målebasis bestående af to ortogonale lineære polarisationstilstande orienteret ved vinklerne θ og $\theta + 90^\circ$.

Fra et kvantemekanisk perspektiv projicerer en sådan måling ikke længere fotonens tilstand på basistilstandene $|H\rangle$ og $|V\rangle$, men i stedet på et roteret par af ortonormale tilstande bestemt af polarisatorens vinkel. Valget af θ specificerer derfor direkte den polarisationsbasis, som fotonen måles i.

Et særligt vigtigt eksempel på en roteret polarisationsbasis er givet ved de diagonale og anti-diagonale polarisationstilstande. Disse tilstande svarer til lineær polarisation orienteret ved vinklerne $+45^\circ$ og -45° i forhold til den horisontale akse og er defineret som

$$|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle), \quad |A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - |V\rangle). \quad (37)$$

Udfaldet af en polarisationsmåling afhænger af, hvordan fotonens polarisationstilstand er relateret til den basis, som målingen udføres i. I kvantemekanikken tester en måling, om fotonen er rettet langs en af de basistilstande, der er defineret af måleapparatet. Hvis fotonen er forberedt i en af disse basistilstande, er udfaldet sikkert. Hvis den ikke er, er udfaldet probabilistisk.

Betragt en foton forberedt i den diagonale polarisationstilstand $|D\rangle$. Denne tilstand svarer ikke til et bestemt udfald i den horisontal–vertikale (H/V) basis. I stedet kan den skrives som en lige stor kombination af de horisontale og vertikale polarisationstilstande. Når en sådan foton måles i H/V-basisen, er der intet foretrukket udfald. Fotonen detekteres som enten horisontalt eller vertikalt polariseret med lige stor sandsynlighed,

$$P(H) = P(V) = \frac{1}{2}. \quad (38)$$

Tilsvarende har en foton forberedt i den horisontale polarisationstilstand $|H\rangle$ en bestemt polarisation i H/V-basisen, men har ikke en bestemt polarisation i den diagonal–anti-diagonale (D/A) basis. Den horisontale tilstand kan skrives som en lige stor superposition af de diagonale og anti-diagonale tilstande,

$$|H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|D\rangle + |A\rangle). \quad (39)$$

Som resultat giver en måling udført i D/A-basisen enten $|D\rangle$ eller $|A\rangle$ med lige stor sandsynlighed. I begge eksempler skyldes tilfældigheden af måleresultaterne ikke ufuldkommenheder i den eksperimentelle opstilling. I stedet afspejler den en fundamental egenskab ved kvantesystemer: en foton kan ikke have en bestemt polarisation med hensyn til to forskellige målebaser på samme tid. Resultatet af en måling afhænger derfor af valget af målebasis, og når fotonens tilstand ikke er rettet langs denne basis, er udfaldet intrinsisk tilfældigt.

1.4 SAMMENFILTRING

I klassisk fysik indebærer fuldstændig viden om et system bestående af flere delsystemer fuldstændig viden om hvert enkelt delsystem. For eksempel bestemmer kendskab til solsystemets fulde tilstand automatisk massen, positionen og hastigheden af hver planet. Omvendt kan hele systemets tilstand specificeres fuldstændigt ved at beskrive tilstandene af dets bestanddele. Systemer, der opfylder denne egenskab, kaldes separable, og alle klassiske fysiske tilstande tilhører denne kategori.

Kvantesystemer udviser dog ikke altid denne separabilitet. Visse kvantetilstande kan ikke skrives som et tensorprodukt af rene tilstande svarende til deres delsystemer; sådanne tilstande kaldes sammenfildrede tilstande. Sammenfiltrering beskriver en situation, hvor to eller flere partikler er forberedt i en fælles kvantetilstand, således at deres fysiske egenskaber ikke kan specificeres uafhængigt, selv når partiklerne er rumligt adskilt. I disse tilfælde skal systemet behandles som en enkelt, udelelig enhed frem for som en samling af uafhængige komponenter. Lad os nu give et eksempel på disse to tilstande. Vi vil igen bruge polarisation som en fysisk egenskab, da vi kan kontrollere denne frihedsgrad.

Separable tilstande

Betragt følgende fælles polarisationstilstand for to-foton-systemet:

$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|HH\rangle + |HV\rangle). \quad (40)$$

Denne tilstand er et eksempel på en separabel tilstand, hvilket betyder, at polarisationstilstanden af de to fotoner kan skrives som et produkt af individuelle enkeltfoton-tilstande. Tilstanden $|S\rangle$ kan faktisk omskrives som

$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |H\rangle (|H\rangle + |V\rangle). \quad (41)$$

Her har vi brugt det faktum, at tensorproduktet $\otimes$ er distributivt. Skrevet på denne form er det tydeligt, at foton 1 er i en bestemt horisontal polarisationstilstand, mens foton 2 er i en superposition af horisontal og vertikal polarisation. Den samlede polarisationstilstand af to-foton-systemet er derfor fuldstændigt bestemt af de individuelle tilstande af de to fotoner. Som konsekvens påvirker en måling udført på foton 1 ikke polarisationstilstanden af foton 2. For eksempel, hvis polarisationen af foton 1 måles og findes at være horisontal, forbliver foton 2 i den samme superposition af horisontal og vertikal polarisation som før målingen. Foton 2 påvirkes ikke af målingen af foton 1. Dette fravær af målingsinducerede korrelationer er et definerende kendetegn ved separable tilstande. Tilstanden givet i Ligning ?? er også separabel, da den kan udtrykkes som produkter af enkeltfoton-polarisationstilstande.

Sammenfildrede tilstande

I modsætning til separable tilstande kan sammenfildrede tilstande ikke skrives som et produkt af enkeltfoton-polarisationstilstande. I sådanne tilstande er det ikke muligt at tildele en bestemt polarisationstilstand til hver foton individuelt; kun den fælles polarisationstilstand af to-foton-systemet er veldefineret. Et typisk eksempel på en polarisation-sammenfildret to-foton-tilstand er

$$|E\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|HH\rangle + |VV\rangle) \quad (42)$$

I denne tilstand har hverken foton 1 eller foton 2 en bestemt polarisation alene. I stedet eksisterer de to fotoner i en superposition af to mulige fælles polarisationskonfigurationer: begge fotoner horisontalt polariserede og begge fotoner vertikalt polariserede. For eksempel, hvis polarisationen af foton 1 måles og findes at være horisontal, bestemmes polarisationen af foton 2 straks til også at være horisontal. Tilsvarende, hvis foton 1 findes at være vertikalt polariseret, skal foton 2 også være vertikalt polariseret. Selvom udfaldet af hver individuel måling grundlæggende er tilfældigt, er måleresultaterne for de to fotoner perfekt korrelerede. Disse korrelationer består selv når fotonerne er adskilt af store afstande, hvilket er en egenskab, der ikke kan forklares af klassisk fysik og fremhæver den ikke-klassiske natur af kvantesammenfiltrering.

1.5 SPONTAN PARAMETRISK NEDKONVERTERING

I det meste ordinære optiske materiale bliver lys enten transmitteret, absorberet eller reflekteret, uden at der sker fundamentale ændringer af dets egenskaber. Derimod opfører ikke-lineære krystaller sig anderledes. Deres optiske egenskaber tillader, at lys kan vekselvirke med materialet på en måde, så de kan ændre antallet og energien af fotoner. Under de rette kriterier muliggør denne vekselvirkning en proces kaldet spontan parametrisk nedkonvertering (SPDC=Spontaneous Parametric Down Conversion på engelsk). Udtrykket nedkonvertering referer til transformationen af en højere-energi foton til to lavere-energi fotoner, der genereres samtidig. Udtrykket parametrisk indikerer at krystallen faciliterer denne vekselvirkning uden at absorbere noget af fotonens energi: i stedet bliver energien fordelt mellem de to nye fotoner, og krystallen forbliver uændret. Udtrykket spontan fremhæver at processen sker tilfældigt og uden ekstern kontrol. Nedkonverteringen sker derfor ikke for hver foton, der rammer krystallen, og den er probabilistisk.

Figur 11 illustrerer en analogi til SPDC. Egenskaberne af de genererede fotoner er fastlagt af fundamentale bevaringslove, specielt energi- og impulsbevarelse (bevægelsesmængde). Energibevarelse kræver at den totale energi før og efter vekselvirkningen er den samme. En intuitiv måde at forstå dette er ved at forestille sig, at man deler to mønter op i to mindre mønter. Deres totale værdi ændres ikke, den er bare fordelt mellem to stykker. Sammenligneligt er energien af den indkommende pumpefoton (blå) fordelt på de to nye fotoner (røde). Hver foton har en del af den samlede energi, og tilsammen har de den samme energi som pumpefotonen havde før vekselvirkningen. Det medfører, at hver af de genererede fotoner har lavere energi end den oprindelige pumpefoton. Impulsbevarelse styrer derimod retningen, som de to fotoner bevæger sig i. Impuls (bevægelsesmængde) beskriver både bevægelse og retning, og den bevares også under vekselvirkningen. En analogi til dette kunne være en billiardkugle (blå) der rammer to mindre billiardkugler (røde) som ligger stille, se Figur 11 og forestil dig at cirklerne her er billiardkuglerne i dette tankeeksperiment. Efter 'stødet' ligger den indkommende kugle stille og de to udgående kugler er sat i bevægelse. De to kugler (røde) kan ikke bevæge sig i arbitrære retninger, deres bevægelse må være i balance, så den totale impuls/bevægelsesmængde er bevaret. Dette illustreres af, at impulserne af de to røde kugler $\vec{p}_s$ og $\vec{p}_i$ summer til impulsen af den indkommende blå kugle $\vec{p}_p$. På samme måde konverteres pumpefotonen til to fotoner, hvis bevægelsesretninger også er fastlagt. De må bevæge sig i en bestemt retning for at sikre, at den totale impuls/bevægelsesmængde er lig den for den oprindelige pumpefoton.

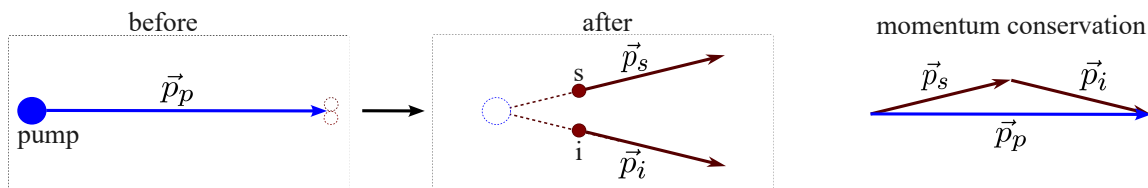


Figure 11: Illustrering af analogi til SPDC med impulsbevarelse.

Figur 12 illustrerer SPDC processen i et bredere perspektiv. En pumpelaserstråle med bølgelængde $\lambda = 405 \text{ nm}$ rammer en ikke-lineær krystal (BBO). De fleste af fotonerne bevæger sig gennem uden vekselvirkning, men med lille sandsynlighed konverteres nogle af pumpefotonerne til par af lavere-energi fotoner kaldet signal s og idler i fotoner. I dette eksperiment har både signal- og idlerfotonen bølgelængde $\lambda = 810 \text{ nm}$, hvilket vil sige de hver har halvdelen af den oprindelige pumpefotons energi. Disse fotoner udsendes ved veldefinerede vinkler relativt til pumpestrålen, som skaber et karakteristisk kegleformet emissionsmønster. Et centralt kendetegn for SPDC er den stærke korrelation mellem signal- og idlerfotonen. Da de altid dannes i par, medfører detekteringen af en foton med det samme eksistensen af dens partner. Denne egenskab tillader en foton til at fungere som trigger, eller udløser, der indikerer eksistensen af den anden foton. På denne måde giver SPDC en praktisk og pålidelig metode til at generere enkeltfotoner.

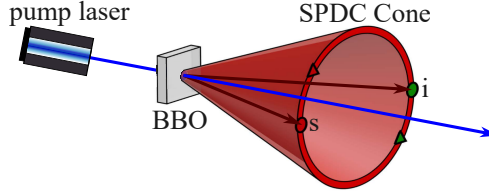


Figure 12: Skematisk repræsentation af SPDC i en ikke-lineær BBO krystal. En pumpefoton, der rammer krystallen, kan spontant splittes til et par af fotoner med lavere energi, kaldet s (signal) og i (idler) fotoner, der genereres samtidigt og er dikteret af energi- og impulsbevarelse.

Energibevarelse kræver, at energien af pumpefotonen er lig summen af energier af signal- og idlefotonen:

$$E_p = E_s + E_i. \quad (43)$$

Fotonenergien er relateret til dens vinkelfrekvens ω og bølgelængde λ ved

$$E = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda}, \quad (44)$$

hvor $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ er den reducerede Planck konstant. Energibevarelsesudtrykket kan så omskrives til

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i, \quad (45)$$

der kan simplificeres til

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \iff \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}. \quad (46)$$

Dette udtryk viser, at vinkelfrekvensen af pumpefonten er lig summen af vinkelfrekvenserne af signal- og idlefotonen. I vores tilfælde producerer en pumpefoton med bølgelængde $\lambda = 405 \text{ nm}$ to fotoner med samme bølgelængde $\lambda = 810 \text{ nm}$, hvilket er konsistent med energibevarelse.

Udover energibevarelse skal også bevægelsesmængden bevares. Dette kan skrives i termer af fotonens bølgevektorer (vist på Figur 11):

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i. \quad (47)$$

Størrelsen af bølgevektoren i et medium med brydningsindeks n er givet ved

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi n}{\lambda} = \frac{n\omega}{c}. \quad (48)$$

Da fotonimpuls er direkte proportional til bølgevektoren,

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (49)$$

sikrer denne betingelse, at den totale bevægelsesmængde er bevaret under konverteringen. Som resultat af dette bliver signal- og idlefotonen emitteret i specifikke retninger, der overholder fasebetingelsen fastlagt af den ikke-lineære krystal.

Sammen bestemmer bevarelsen af energi og bevægelsesmængde fuldstændig frekvenserne (og dermed bølgelængderne) og bevægelsesretningerne af de genererede fotoner. Disse restriktioner fører til stærk korrelation mellem signal- og idlefotonen, hvilket giver basis for deres brug i kvanteoptiske eksperimenter.

Type-I SPDC

I Type-I SPDC genereres begge nedkonverterede fotoner med den samme polarisation, som er ortogonal i forhold til pumpestrålens polarisation. For eksempel kan en horisontalt polariseret pumpefoton, der udbreder sig gennem en ikke-lineær krystal, konverteres til et par vertikalt polariserede signal- og idlerfotoner, som illustreret i Figur 13. Denne proces kan skematisk skrives som

$$|H\rangle_{\text{pump}} \rightarrow |V\rangle_s |V\rangle_i. \quad (50)$$

Fordi de to fotoner altid fremkommer med identisk polarization, befinder hver foton sig i en veldefineret enkeltfoton-polarizationstilstand, og den fælles to-foton-polarizationstilstand faktoriserer til et produkt af individuelle tilstande. Den resulterende polarizationstilstand er derfor separabel og udviser ikke polarizationssammenfiltring. Selvom signal- og idlefotonerne forbliver stærkt korrelerede i andre frihedsgrader, såsom

energi og impuls på grund af bevarelseslovene, er deres polarisationsfrihedsgrader ikke sammenfiltrede i en enkelt Type-I SPDC-proces.

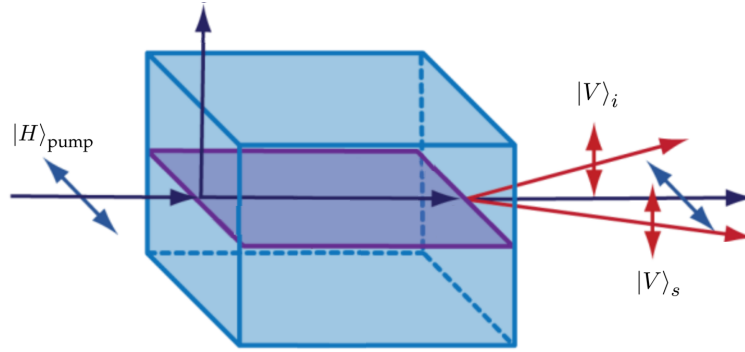


Figure 13: Type-I spontan parametrisk nedkonvertering (SPDC): en horisontalt polariseret pumpefoton $|H\rangle_{\text{pump}}$, der udbreder sig gennem en ikke-lineær krystal, konverteres til to vertikalt polariserede fotoner, signalet $|V\rangle_s$ og idleren $|V\rangle_i$, udsendt ved symmetriske vinkler.

Krydset Type-I SPDC

En metode til at generere polarisation-sammenfiltrede fotonpar er at kombinere to Type-I SPDC-processer kohærent i en krydset krystalkonfiguration. I denne opstilling placeres to Type-I ikke-lineære krystaller efter hinanden med deres optiske akser orienteret ved 90° i forhold til hinanden. Hver krystal understøtter en forskellig nedkonverteringsproces: den ene konverterer en vertikalt polariseret pumpefoton til et par horisontalt polariserede signal- og idlefotoner, mens den anden konverterer en horisontalt polariseret pumpefoton til et par vertikalt polariserede fotoner,

$$|V\rangle_{\text{pump}} \rightarrow |H\rangle_s |H\rangle_i, \quad |H\rangle_{\text{pump}} \rightarrow |V\rangle_s |V\rangle_i. \quad (51)$$

Når den eksperimentelle konfiguration er sådan, at det er umuligt at bestemme, i hvilken krystal et givet fotonpar blev genereret, foregår de to nedkonverteringsprocesser kohærent. Som resultat er polarisationstilstanden af det udsendte fotonpar en superposition af begge muligheder og kan skrives som

$$|\psi_E\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_s |H\rangle_i + |V\rangle_s |V\rangle_i). \quad (52)$$

I denne sammenfiltrede tilstand har ingen af fotonerne individuelt en veldefineret polarisation; kun den fælles polarisationstilstand af fotonparret er defineret. Målinger udført på de to fotoner udviser derfor stærke polarisationskorrelationer, som ikke kan beskrives ved separable tilstande. For at realisere denne kohærente superposition eksperimentelt forberedes pumpestrålen i en 45° lineær polarisationstilstand. I ket-notation kan denne polarisationstilstand skrives som

$$|\psi\rangle_{\text{pump}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle + |V\rangle)_{\text{pump}}. \quad (53)$$

Når denne pumpestråle belyser de krydsede Type-I-krystaller, driver hver polarisationskomponent af pumpen en af de to nedkonverteringsprocesser beskrevet i Ligning (51). Fordi de to processer er usknelige, adderes deres sandsynlighedsamplituder kohærent, hvilket resulterer i den sammenfiltrede to-foton-polarisationstilstand givet i Ligning (52). En skematisk illustration af denne krydsede krystalkonfiguration og de resulterende fotonparpolarisationer er vist i Figur 14.

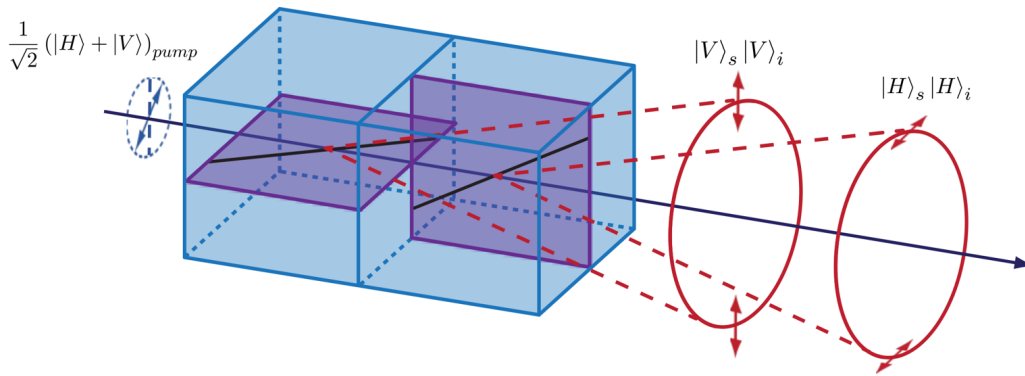


Figure 14: Krydset Type-I SPDC-konfiguration. To ortogonalt orienterede Type-I ikke-lineære krystaller pumpes med en 45° polariseret stråle og producerer uskelnelige $|H\rangle_s |H\rangle_i$ - og $|V\rangle_s |V\rangle_i$ -fotonpar, hvis kohærente superposition resulterer i polarisationssammenfiltring.

Sammenfiltret tilstand versus blandet tilstand

Når fotonpar produceres ved hjælp af en krydset Type-I-krystalkonfiguration i polarisationseksperimenter, kan deres fælles polarisationstilstand beskrives på flere måder. Et simpelt udgangspunkt er at antage, at hvert fotonpar skabes i én af to mulige polarisationstilstande: begge fotoner horisontalt polariserede, betegnet ved $|HH\rangle$, eller begge fotoner vertikalt polariserede, betegnet ved $|VV\rangle$.

Hvis kilden producerer disse to udfald tilfældigt og uafhængigt med lige stor sandsynlighed, er fotonparrene ikke sammenfiltrede. I stedet beskrives polarisationstilstanden af to-foton-systemet som en blandet tilstand. De observerede korrelationer opstår fra klassisk tilfældighed i kilden frem for fra kvantesuperposition eller sammenfiltring mellem fotonerne. Fysisk opfører en blandet tilstand sig som et møntkast. Hvert fotonpar er i en bestemt tilstand, enten $|HH\rangle$ eller $|VV\rangle$, men hvilken tilstand der forekommer, afgøres tilfældigt. Der er ingen forbindelse mellem disse to muligheder og ingen interferens mellem dem. Som resultat kan alle korrelationer observeret i denne situation forklares fuldstændigt ved hjælp af klassisk sandsynlighed.

En sammenfiltret tilstand er fundamentalt anderledes. I dette tilfælde produceres fotonparret ikke i én bestemt polarisationstilstand eller den anden. I stedet eksisterer de to muligheder $|HH\rangle$ og $|VV\rangle$ sammen som en del af en enkelt kvantetilstand. På grund af denne fælles kvantetilstand er polarisationerne af de to fotoner stærkt forbundne, selv når de måles i forskellige polarisationsretninger. De korrelationer, der observeres i sammenfildrede tilstande, kan ikke forklares ved klassisk tilfældighed og er et karakteristisk træk ved kvantemekanikken.

Sammenfattende beskriver en blandet tilstand en situation, hvor fotonpar produceres tilfældigt i enten $|HH\rangle$ - eller $|VV\rangle$ -tilstanden, mens en sammenfiltret tilstand beskriver en enkelt kvantetilstand, hvor disse to muligheder eksisterer samtidig. Denne forskel indfanger den væsentlige forskel mellem klassiske korrelationer og kvantesammenfiltring.

Korrelationsfunktion for SPDC

I modsætning til korrelationsmålingen introduceret tidligere, hvor to detektorer registrerer intensitetskorrelationer af lys fra en ægte enkeltfoton-kilde, kræver SPDC-kilden et modificeret detektionsskema, fordi det er en støjende proces. I SPDC-kilden skabes signal- og idlefotonerne i par, og detektion af den ene foton i parret gør det muligt for os at "heralde" tilstedeværelsen af dens partner. For at udnytte denne egenskab anvender vi en tredje detektor, der fungerer som trigger, som illustreret i Figur 15. Når et SPDC-par gener-

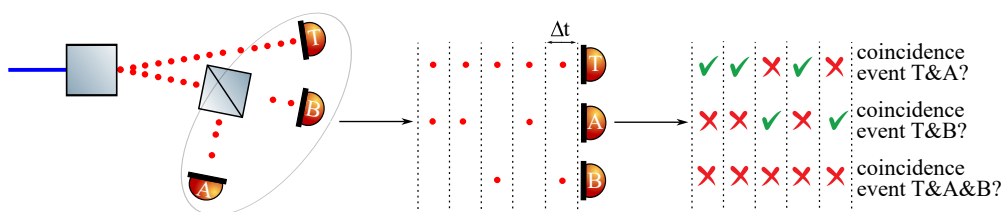


Figure 15: Schematisk illustration af triple-koincidensdetektionsskemaet, der anvendes med en SPDC-fotonparkilde.

eres, ledes den ene foton til detektor T (triggeren), mens den anden foton sendes til en stråledeler, hvis udgangsporte fører til detektorerne A og B. En detektionshændelse ved T indikerer, at et fotonpar blev produceret på dette tidspunkt. Derfor svarer kun detektionshændelser ved A eller B, der forekommer samtidig med en triggerhændelse, til partneren af den heraldede foton. Alle ukorreleerede detektioner, såsom detektorstøj eller baggrundslys, frasorteres automatisk. Ved brug af dette skema er intensitetskorrelationsmålingen ikke længere baseret på simple to-detektor-koincidenser (som i korrelationsmålingstilfældet), men i stedet på triple-koincidenser mellem T, A og B. Dette sikrer, at vi kun evaluerer korrelationer for fotonpar, der faktisk stammer fra SPDC. Den tilsvarende andenordens korrelationsfunktion for denne heraldede konfiguration er defineret som

$$g^{(2)}(0) = \frac{R_{TAB} \cdot R_T}{R_{TA} \cdot R_{TB}} \quad (54)$$

hvor:

- R_T : enkelt-tællingsraten for triggerdetektoren (T),
- R_{TA} : tofold-koincidenstællingsraten mellem detektorerne T og A,
- R_{TB} : tofold-koincidenstællingsraten mellem detektorerne T og B,
- R_{TAB} : triple-koincidenstællingsraten mellem detektorerne T, A og B.

Igen kvantificerer denne form af $g^{(2)}(0)$, om både A og B nogensinde detekterer den heraldede foton samtidigt. For en ideel enkeltfoton-kilde er en sådan samtidig detektion umulig, hvilket fører til $g_{\text{GRA}}^{(2)}(0) \ll 1$. Triple-koincidensskemaet giver således en metode til at verificere enkeltfoton-karakteren af heraldede fotoner produceret via SPDC.

1.6 BELL TEST

I det foregående afsnit viste vi, at polarisation-sammenfildrede fotonpar udviser korrelationer, der fundamentalt adskiller sig fra dem for blandede tilstande og fra forudsigelser baseret på klassisk fysik. Selvom disse resultater allerede indikerer ikke-klassisk opførsel, udelukker de ikke i sig selv alle mulige klassiske forklaringer. Man kunne især stadig forestille sig, at de observerede korrelationer stammer fra ukendte, forudbestemte egenskaber, som fotonerne selv bærer. For systematisk og modeluafhængigt at udelukke sådanne forklaringer kræves et stærkere kriterium.

En mere stringent og bredt accepteret måde at teste naturen af disse korrelationer på gives af Bell-uligheder. Bell-tests gør det muligt direkte at sammenligne kvantemekanikkens forudsigelser med dem fra teorier baseret på klassisk fysik og lokale skjulte variable. En eksperimentel overtrædelse af en Bell-ulighed giver derfor stærk evidens for, at de korrelationer, der observeres i sammenfildrede systemer, ikke kan forklares inden for nogen klassisk ramme.

Realisme og lokalitet

For at forstå betydningen af Bell-uligheder er det først nødvendigt at præcisere de grundlæggende antagelser, som klassiske beskrivelser af naturen bygger på. Klassisk fysik er baseret på to fundamentale antagelser om den fysiske virkeligheds natur.

Den første af disse er realisme. Realisme betyder, at fysiske egenskaber ved et system, såsom position, impuls eller polarisation, har bestemte værdier på alle tidspunkter, uanset om de observeres eller ej. Ifølge dette syn skaber eller påvirker en måling ikke værdien af en fysisk størrelse; den afslører blot en værdi, som allerede eksisterede før selve målingen. Med andre ord er målingens rolle i klassisk fysik at afsløre information om systemet, ikke at bestemme selve udfaldet.

Den anden antagelse er lokalitet. Lokalitet kræver, at fysiske påvirkninger ikke kan udbrede sig hurtigere end lysets hastighed. Som resultat kan en handling udført ét sted ikke øjeblikkeligt påvirke udfaldet af en måling udført et andet, fjernt sted. Dette princip sikrer en veldefineret årsag-virkning-rækkefølge og er i overensstemmelse med den kausale struktur i klassisk fysik.

Tilsammen danner realisme og lokalitet princippet om lokal realisme, som ligger til grund for alle klassiske beskrivelser af naturen. Inden for denne ramme skal enhver korrelation observeret mellem målinger på adskilte systemer forklares ved fælles egenskaber etableret tidligere og skal overholde strenge matematiske grænser.

Einstein–Podolsky–Rosen paradokset

Kvantemekanikken udfordrer denne klassiske ramme ved at forudsige korrelationer, som ikke naturligt kan forklares ved kun at bruge realisme og lokalitet. Teorien forudsiger, at to partikler kan vekselvirke og blive stærkt korrelerede, og at disse korrelationer består, selv efter partiklerne er blevet adskilt over store afstande. Ifølge kvantemekanikken kan en måling på den ene partikel straks påvirke det forudsagte udfald af en måling på den anden partikel. Fra perspektivet af lokal realisme virker denne opførsel gådefuld. Det ser ud til at antyde en øjeblikkelig påvirkning mellem fjerne partikler, hvilket ville være i konflikt med lokalitetsprincippet og den kausale struktur i klassisk fysik.

Denne spænding blev først fremhævet af Einstein, Podolsky og Rosen i deres berømte paradoks¹. EPR stillede spørgsmål ved, om kvantemekanikken giver en fuldstændig beskrivelse af den fysiske virkelighed. For at bevare realisme og lokalitet foreslog de, at kvantemekanikken måske var ufuldstændig, og at yderligere, ikke-observerede parametre, såkaldte skjulte variable, kunne eksistere. I dette billede bærer hver partikel forudbestemte egenskaber, som fastlægger udfaldene af alle mulige målinger, før nogen måling faktisk udføres.

Bell viste senere, at disse klassiske antagelser fører til eksperimentelt testbare forudsigelser². Han udledte uligheder, som sætter øvre grænser for styrken af de korrelationer, som enhver teori baseret på lokal realisme kan producere. Disse Bell-uligheder giver et klart kriterium for at skelne mellem klassiske teorier baseret på lokale skjulte variable og kvantemekanikkens forudsigelser. En eksperimentel overtrædelse af en Bell-ulighed udelukker derfor alle lokalt realistiske beskrivelser af naturen.

Ved brug af opstillingen med polarisation-sammenfiltrering introduceret tidligere (se Figur ??) fokuserer Bell-tests på at analysere, hvordan de målte koinkidenskorrelationer afhænger af de valgte analysatorind-

¹ A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Physical Review* **47**, 777–780 (1935).

² J. S. Bell, *Physics* **1**(3), 195–200 (1964).

stillinger. Ved at vælge forskellige kombinationer af polarizationsvinkler ved de to målestationer og registrere koindenshændelser kan man direkte sammenligne de observerede korrelationer med de grænser, der pålægges af lokal realisme, og med kvantemekanikkens forudsigelser.

Clauser–Horne–Shimony–Holt uligheden

Blandt de forskellige former for Bell-uligheder er Clauser–Horne–Shimony–Holt (CHSH)-uligheden den mest anvendte i optiske eksperimenter. Den giver en klar og eksperimentelt tilgængelig metode til at teste de fundamentale forskelle mellem klassiske og kvantemekaniske beskrivelser af fysiske systemer.

I et CHSH-eksperiment udfører to observatører polarisationsmålinger på par af fotoner udsendt fra en fælles kilde. Hver observatør kan uafhængigt vælge mellem to mulige analysatororienteringer. Den ene observatør vælger mellem vinklerne a og a' , mens den anden vælger mellem vinklerne b og b' . For hvert fotonpar sammenlignes derefter måleresultaterne opnået ved de to stationer.

For at kvantificere, hvor stærkt udfaldene ved de to målestationer er relateret, introduceres en korrelationskoefficient $E(a, b)$. Denne størrelse opsummerer den statistiske sammenhæng mellem de to måleresultater for et givet valg af analysatorvinkler. Værdien af $E(a, b)$ ligger mellem -1 og $+1$ og har følgende fysiske fortolkning:

- $E(a, b) = +1$ svarer til perfekt korrelation, hvilket betyder, at de to fotoner altid giver det samme udfald.
- $E(a, b) = -1$ svarer til perfekt anti-korrelation, hvilket betyder, at fotonerne altid giver modsatte udfald.
- $E(a, b) = 0$ indikerer fravær af enhver korrelation mellem måleresultaterne.

I praksis bestemmes korrelationskoefficienten eksperimentelt ud fra koindensmålinger, som det vil blive beskrevet i eksperimentsektionen. Ved brug af fire sådanne korrelationsværdier, svarende til forskellige kombinationer af analysatorindstillinger, defineres CHSH-parameteren S som

$$S = E(a, b) + E(a, b') + E(a', b) - E(a', b'). \quad (55)$$

Alle teorier med lokale skjulte variable skal opfylde uligheden

$$|S| \leq 2. \quad (56)$$

Denne grænse repræsenterer den maksimale korrelationsstyrke tilladt af enhver klassisk teori, der overholder lokalitet og realisme.

Kvantemekanikken forudsiger derimod, at sammenfildrede tilstande kan overtræde denne ulighed. For passende valgte målevinkler kan værdien af S overstige 2, hvilket demonstrerer korrelationer, som ikke kan forklares af nogen teori med lokale skjulte variable. Den maksimale værdi tilladt af kvantemekanikken er

$$|S| = 2\sqrt{2}, \quad (57)$$

en grænse kendt som Tsirelsons grænse. Den fysiske fortolkning af CHSH-parameteren er derfor ligetil:

- Hvis $|S| \leq 2$, er de observerede korrelationer i overensstemmelse med teorier med lokale skjulte variable.
- Hvis $|S| > 2$, overtræder korrelationerne lokal realisme og giver direkte evidens for kvantesammenfiltring.

Det er værd at understrege, at en overtrædelse af CHSH-uligheden ikke indebærer kommunikation hurtigere end lyset mellem de to målestationer. Selvom måleresultaterne registreret på de to steder er stærkt korrelerede, er hvert individuelt resultat fundamentalt tilfældigt og kan ikke kontrolleres eller bruges til at overføre information. De ikke-klassiske korrelationer forudsagt af kvantemekanikken bliver først tydelige, efter at måleresultaterne fra begge stationer sammenlignes ved hjælp af klassisk kommunikation. På denne måde respekteres kravene om kausalitet og den relativistiske grænse om, at ingen information kan udbrede sig hurtigere end lysets hastighed, fuldt ud.

En konkret illustration af denne opførsel gives af den polarisation-sammenfildrede tilstand angivet i Ligning (54), sammen med et passende valg af analysatorvinkler. Betragt for eksempel indstillingerne

$$\alpha = 0^\circ, \quad \alpha' = 45^\circ, \quad \beta = 22.5^\circ, \quad \beta' = 67.5^\circ.$$

For denne specifikke kombination af tilstand og målevinkler forudsiger kvantemekanikken en værdi af CHSH-parameteren

$$S(\alpha, \alpha', \beta, \beta') = 2\sqrt{2},$$

som overstiger den klassiske øvre grænse på 2 pålagt af teorier med lokale skjulte variable og når Tsirelsons grænse, den maksimale værdi tilladt af kvantemekanikken. Denne maksimale overtrædelse demonstrerer tydeligt, at de observerede korrelationer ikke kan forklares af nogen klassisk teori baseret på lokal realisme. I stedet fremhæver den den fundamentalt kvantemekaniske natur af sammenfiltring, hvor individuelle målresultater forbliver tilfældige, mens deres fælles korrelationer overstiger alle klassiske grænser.

SIKKERHEDSANVISNINGER

Velkommen til QTLab på Aarhus Universitet (QTLAB @ AU)

Vi glæder os til udforske kvanteoptikkens fascinerende verden med jer. Vores eksperimenter gør brug af følsomt udstyr, præcise lysstråler og sensitiv optik. For at sikre at alle kommer sikkert og vellykket igennem øvelsen, beder vi jer om at læse og følge disse sikkerhedsanvisninger nøje.

Lasersikkerhed - Beskyt dine øjne!

Lasere tillader os at kontrollere og studere lys med meget høj præcision, men de skal behandles med omhu. Lasere kan forårsage permanente øjenskader. Kig aldrig direkte ind i en laserstråle eller dens refleksion. Laserlys kan være farligt, selv når det ser svagt ud. Vigtige regler for lasersikkerhed er:

- Hold dine øjne over hofte højde og kig aldrig ind i strålen eller dens refleksion.
- Vær opmærksom på blanke objekter som beslag eller værktøj, der kan reflektere lys.
- Fjern ringe, armbånd, armbåndsure og andre smykker.
- Luk altid de sorte beskyttende afskærmningskasser før du tænder for pumpelaseren.
- Flyt eller juster ikke optiske komponenter medmindre du bliver bedt om det.

Lasersikkerhed er alles ansvar. Ved at følge disse regler sikrer man en sikker oplevelse i laboratoriet.

Håndtering og justering af optiske komponenter

Optiske komponenter i laboratoriet er sensitive og præcist indstillet. Håndter dem med omhu for ikke at gøre skade på overflader eller fejljustere opstillingen.

- Rør ikke ved optiske overflader såsom spejle, linser, filtre eller stråledelere. Fedt fra din hud samt støv kan skade deres belægning.
- Brug kun drejeknapper eller beslag til at justere eller flytte på komponenter, rør aldrig direkte ved glasset.
- Bevæg dig langsomt og forsigtigt, små rotationer af skruer og afstandsforskelle på mikrometer kan lave store ændringer på lysstrålens bane. Flyt eller juster ikke på optik uden at vide hvad det gør.
- Lad kun én person justere ad gangen. Andre burde træde tilbage for ikke at støde til opstillingen.
- Forcer aldrig en komponent. Hvis noget sidder fast eller er for løst, spørg din instruktør om hjælp.
- Hvis et komponent ser støvet, fejljusteret eller ud til ikke at være på sin plads, prøv ikke at fikse det selv, spørg i stedet om hjælp.

Sikkerhed og nysgerrighed går hånd i hånd. Disse regler eksisterer, så alle kan udforske kvanteoptik med sikkerhed og gå herfra med sunde øjne, sikre hænder og gode minder :)

INTRODUKTION TIL DEN EKSPERIMENTELLE SEKTION

I denne sektion vil du arbejde direkte med både klassiske og enkeltfotons-lyskilder for at udforske, hvordan lys udviser bølgelignende og partikellignende opførsel samtidig.

Vi begynder med foton-korrelationsmålinger af dæmpet klassisk lys og avancerer så til eksperimenter med enkeltfotoner genereret gennem spontan parametriske nedkonvertering (SPDC). Efterfølgende undersøger vi interferens fænomenet, først med klassisk lys i et Michelson interferometer og til sidst ved brug af individuelle fotoner til at observere kvanteinterferens ved enkeltfoton-niveau.

Når du træder ind i laboratoriet, vil du finde de eksperimentelle opstillinger som illustreret på Figur 16. Brug et par minutter på at blive fortrolig med opstillingen, før du begynder på at tage målinger. Identificer vigtige komponenter såsom spejle, stråledelere, linser, irisser, detektorer, translationsenheder og laserklender, og match deres fysiske position til tegningen.

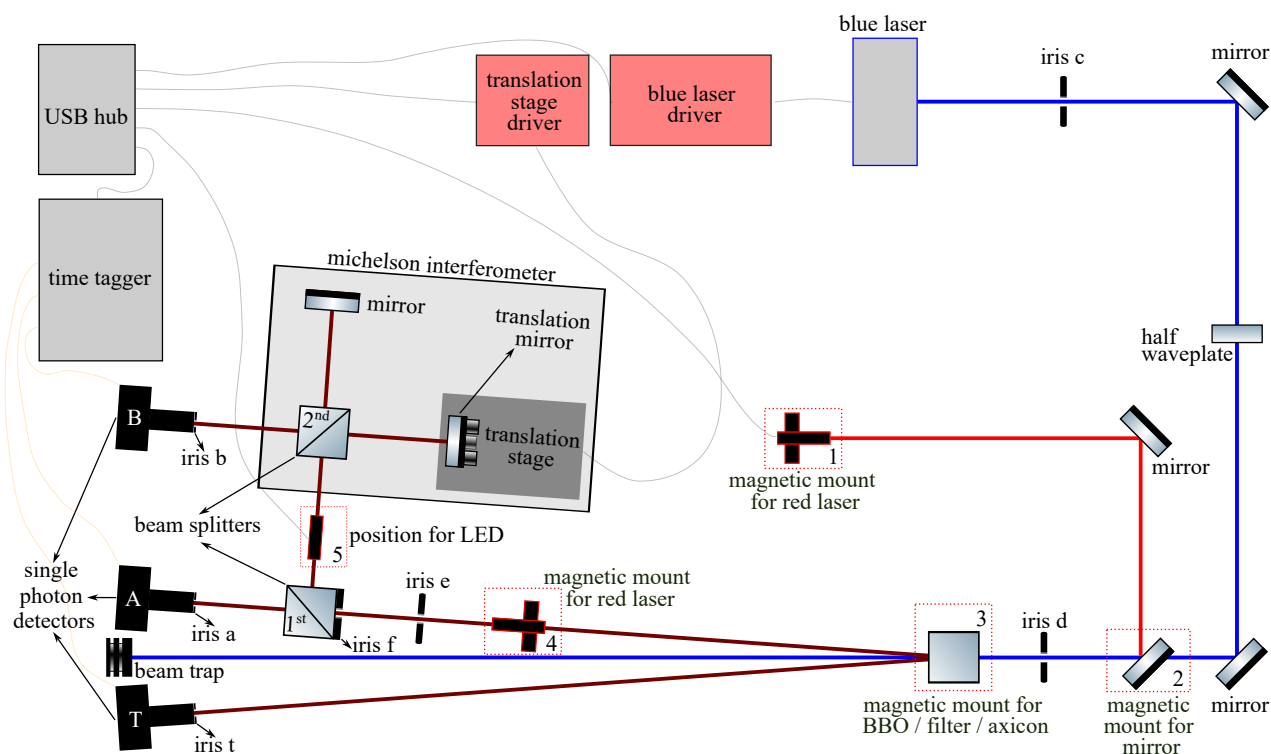


Figure 16: Tegning af den eksperimentelle opstilling, der viser de vigtigste optiske komponenter og deres placering til eksperimenterne.

JUSTERINGSØVELSE

Justering som en optisk procedure refererer til den præcise positionering og orientering af komponenter. Det er gennem justering, at man kan sørge for, at lyset der måles på, følger den tilrettelagte bane og vekselvirker korrekt med hvert element. Optiske systemer er yderst sensitive, så selv meget små ændringer i vinkel eller position kan have markant indflydelse på strålens bane. Derfor er det essentielt at forstå og omhyggeligt udføre justeringen, før man påbegynder eksperimentet. Selvom opstillingen (inklusive detektor A) allerede er justeret, er detektor T bevidst ikke justeret. I denne sektion vil du justere detektor T for at få praktisk erfaring med justeringsprocessen.

Forsøgsopstilling

Justeringsopstillingen er vist i Figur 17. I denne opstilling bruges et fluorescensfilter som justeringshjælp. Når denne belyses af den blå pumpelaser, absorberer filteret det indkommende lys, og genudsender det med en højere bølglængde i flere retninger, der approksimativt er symmetriske om pumpelaserstrålens bane. Emissionen former en tredimensionel kegle med spids ved filterets position på magnetfod 3. Det udsendte lys fungerer derfor som reference og markerer magnetfodens rumlige position, som senere svarer til positionen BBO-krystallen, hvori SPDC-processen finder sted.

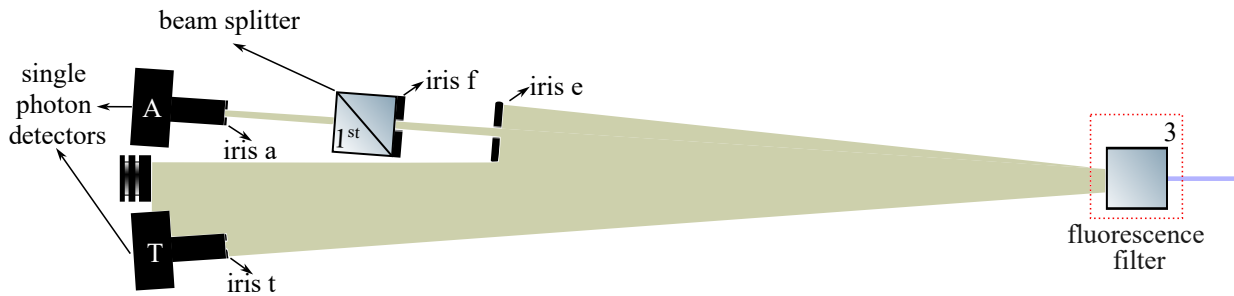


Figure 17: Justeringsopstilling med et fluorescensfilter fungerende som punktkilde.

Som vist i Figur 18, består objektivet af en fokuserende linse, huset inde i en zoommekanisme, der muliggør præcis longitudinal justering af fokussen (lilla). To justeringsskruer fungerer som angulær kontrol i den ortogonale retning (blå og rød), hvilket tillader finkontrol af strålens vej mod detektorchippen. Irisåbningen begrænser det indkommende lys og hjælper med at afgrænse strålen, der indtrænger i systemet.

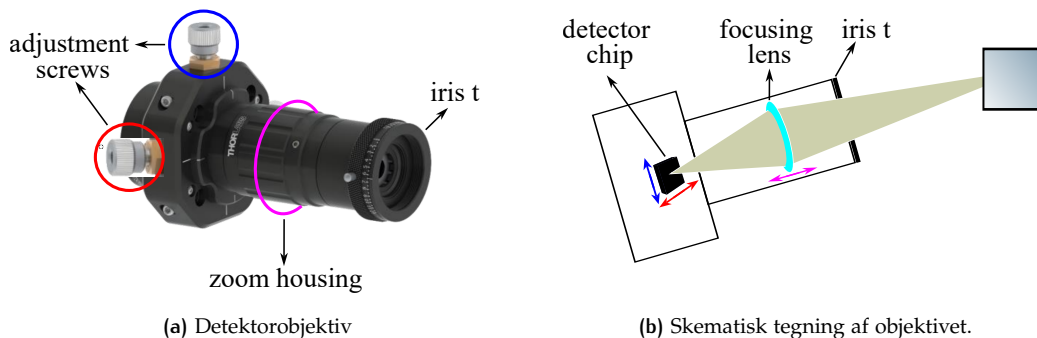


Figure 18: Detektorobjektiv med justerbar fokuserende linse huset i en zoommekanisme (lilla), justeringsskruer (blå og rød) og irisåbning.

Målet er at justere detektor T's objektiv ved at skrue på justeringsskruerne og dreje på zoommekanismen, så mest mulig af det udsendte lys fra fluorescensfilteret opsamles og fokuseres i detektoren. I løbet af denne justering må detektor T hverken flyttes eller drejes. I stedet opnås finjustering ved at justere på objektivet foran detektoren, der er aftagelig og fungerer som den indstillelige komponent i opstillingen.

Fremgangsmåde for justering

Brug god tid på denne øvelse. Følg trinnene herunder for at justere objektivet på detektor T:

1. Detektor T er positioneret korrekt og skal ikke flyttes eller roteres, da dette ellers vil forstyrre justeringen.
2. Monter objektivet på detektor T ved at skubbe det ind på dovetail-adapteren (metalfarvet ring) på forsiden af detektoren. Orienter objektivet, så den ene af justeringsskruerne peger lodret op og den anden peger mod dig, som vist i Figur 18. Fastgør objektivet ved at stramme den gyldne sikringsskrue ind på koblingen.
3. Placer fluorescensfilteret ved position 3 og åben alle irisåbningerne vist i Figur 17.
4. Når alle optiske komponenter er indstillet korrekt, luk da for siderne af den sorte afskærmningskasse. Lad toppen være åben for at have adgang til detektorerne.
5. Åben programmet *EDU.QOP1* på computeren. Forbind laser- og piezokontrollerne, når du bliver bedt om det. Når dette er gjort, kan systemet kontrolleres fra computeren.
6. Gå til *Alignment* fanen, hvor tællingsraterne for detektor A, B og T (R_A , R_B , R_T) kan ses.
7. Sæt pumpelaserens strømstyrke til 20 mA, og tænd for laseren. **Skrub ikke op for laserstrømstyrken under øvelsen.** Verificer, at tællingsraten for detektor A stiger.
8. Juster den lodrette justeringsskrue (blå på Figur 18) mens du holder øje med tællingsraten R_T . Fortsæt justeringen for at maksimere tællingsraten på denne akse, når et nævneværdigt signal observeres.
9. Optimer justeringen ved brug af den anden justeringsskrue (rød) igen for at maksimere R_T .
10. Drej på zoommekanismen (lilla) efter at have optimeret justeringsskruerne, for at maksimere tællingsraten yderligere.
11. Gentag dette nogle gange (justeringsskruer og zoommekanisme) indtil et stabilt maksimum opnås.
12. Noter de målte tællingsrater herunder. Er tællingsraten ved detektor T nogenlunde dobbelt så stor som ved detektor A?

Parameter	Værdi	Enhed
Detektor A tællingsrate (R_A)		MHz
Detektor T tællingsrate (R_T)		MHz

13. Sluk for pumpelaseren, når justeringen er udført.

2.1 EKSPERIMENT 1: FOTONKORRELATION MED KLASSISK LYS

Mål

Formålet med dette forsøg er at undersøge opførslen af klassisk lys ved enkeltfoton-niveau ved brug af en dæmpet laser og at opnå en dybere forståelse for dens fotonstatistik.

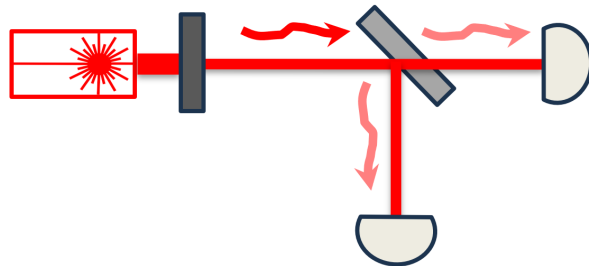


Figure 19: Illustrering af foton-korrelationseksperiment med klassisk lys.

Forsøgsopstilling

Figur 20 viser opstillingen til foton-korrelationsforsøget. I denne opstilling fungerer den røde laser som lyskilder, men dens effekt er alt for høj til enkeltfoton-detektion. For at reducere intensiteten til et passende niveau dæmpes stråles ad tre omgange. Først sænker et ND-filter intensiteten. Den dæmpede stråle føres så mod en stråledeler, der deler lyset i to forskellige retninger. Hver retning fører til en enkeltfoton-detektor, mærket A og B, hvilket tillader målinger af kilden fotonstatistik. Derudover dæmper et BP-filter i detektoroptikken strålen yderligere, hvormed vi sikrer, at fotonfluxen befinder sig inden for det funktionsdygtige område af detektorerne.

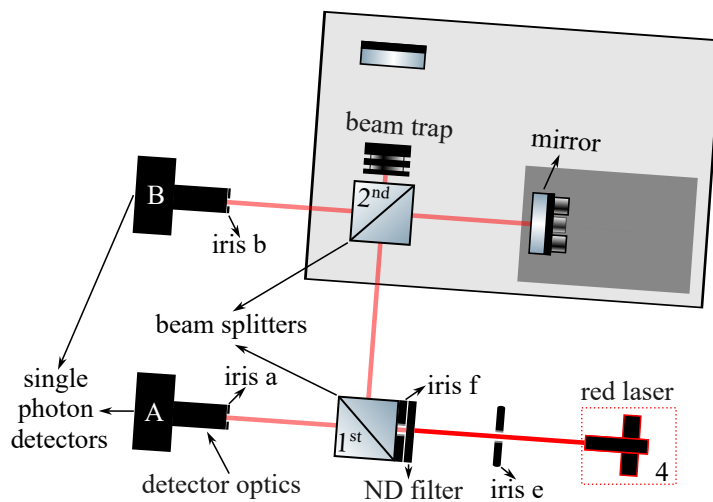


Figure 20: Tegning af fotonkorrelation med klassisk lys.

Opsætning af eksperimentet

Følg disse trin for at opsætte eksperimentet:

1. Placer den røde laser på den magnetiske fod ved position 4, der dirigerer strålen mod stråledeleren.
2. Indsæt det sorte neutral-density (ND) filter ind i iris f uden at røre ved dets overflade af glas. Fastgør forsigtigt filteret ved at rotere det.
3. Sørg for at både iris f og iris e, samt detektor irisserne a og b, helt åbne.

- Placer strålefælden (det hvide kort) så den blokerer en af udgangene fra den anden stråledeler, som vist på Figur 20.
- Åben programmet *EDU.QOP1* på computeren. Du vil blive bedt om at forbinde Laser og Piezo kontroenhederne. Når dette er gjort, kan du tilgå og kontrollere disse fra computeren.
- Du er nu i *Alignment* fanen, hvor tællingsraterne af detektor A, B og T (R_A , R_B og R_T) er vist sammen med konincidenstillinger mellem detektor T og detektorer A og B (R_{TA} og R_{TB}).
- Tænd for den røde justerings laser forbundet til USB-centralen ved forsigtigt at trykke på knappen på det røde USB-stik. Verificer at tællingsrater stiger for de anvendte detektorer.

Måling: bestem lasereffekten fra fotontællingsraten.

I afsnit 1.1 estimerede du den optiske effekt af laseren baseret på en angivet fotontællingsrate for den dæmpede laser i det ideelle tilfælde. Den egentlige præstation af komponenterne i en eksperimentel opstilling kan variere, hvilket betyder, at denne værdi ikke nødvendigvis er den samme for alle opstillinger. Ved at foretage denne måling kan du eksperimentelt bestemme den optiske effekt af den røde laser ved brug af din opstilling. Ved at måle fotontællingsraten af detektor A kan du, med de samme relationer fra tidligere, udregne lasereffekten.

Fremgangsmåde og spørgsmål

- Udfyld de målte tællingsrater i tabellen herunder.

Parameter	Værdi	Enhed
Detektor A tællingsrate (R_A)		kHz
Detektor B tællingsrate (R_B)		kHz

- Sammenlign de målte tællingsrater for detektor A og B. Forklar årsagen for en forskel herunder:

- Udregn den optiske effekt af laseren. Udfyld størrelserne i tabellen herunder:

Parameter	Værdi	Enhed
Fotonflux (R_γ)		MHz
Optiske effekt ved detektor (P_γ)		W
Optisk effekt af laser (P)		mW

Givet:

- Fotonenergi: $E_\gamma = \frac{hc}{\lambda}$, hvor $h = 6,626 \times 10^{-34}$ J·s er Plancks konstant, $c = 3,00 \times 10^8$ m/s er lysets hastighed, og $\lambda = 635$ nm er laserens bølgelængde.
 - Detektionseffektivitet: $\eta = 0,45$
 - Total transmissionsfaktor: $T_{\text{tot}} = T_{\text{ND}} \cdot T_{\text{BS}} \cdot T_{\text{BP}}$, med $T_{\text{ND}} = 1,20 \times 10^{-3}$ (ND-filter), $T_{\text{BS}} = 0,5$ (stråledeler), og $T_{\text{BP}} = 6,97 \times 10^{-6}$ (BP-filter inde i detektorerne).
- Sammenlign din udregnede effekt med den normale effekt af den røde laser 0.9 mW. Diskuter mulige årsager til afvigelser, hvis de ikke er ens. Skriv disse herunder:

Måling: kan en dæmpet laser opføre sig som en enkeltfoton-kilde?

I afsnit 1.1 estimerede du middel fotontallet og fandt, at under vores simplificerende antagelse af periodisk fotonemission fra laseren er dette tal klart under en. Dette antyder, at der i gennemsnit er færre end én foton til stede i opstillingen på ethvert tidspunkt. Fra dette kunne man sagtens forvente, at alle tællingshændelser svarer til enkelte fotoner, der ankommer én ad gangen. Derfor ville man ud fra opstillingen i Figur 20 forudsige, at de to detektorer aldrig burde måle fotoner samtidig, førende til en andenordens korrelationsværdi på $g^{(2)}(0) = 0$. I dette forsøg vil vi teste denne antagelse eksperimentelt, og undersøge om klassisk lys faktisk kan opføre sig på denne måde.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Gå til HBT-sektionen i venstre side. Her kan du overvåge tællingsraterne R_A og R_B samt koincidenstraten R_{AB} . Du kan også se det samlede antal detektionshændelser og koincidensthændelser detekteret under målingen sammen med den målte andenordens korrelationsfunktion, $g^{(2)}(0)$.
2. Kør en måling i 20 sekunder og skriv de målte værdier i tabellen herunder.

Parameter	Værdi	Enhed
Koincidensinterval (Δt)	5	ns
Måletid (T)	20	s
Detektor A tællingsrate (R_A)		kHz
Detektor B tællingsrate (R_B)		kHz
Koincidenstællingsrate (R_{AB})		kHz
Korrelationsfunktion ($g^{(2)}(0)$)		–

3. Beregn andenordens korrelationsfunktionen ved at bruge de målte værdier og ligning 18. Verificer at dit resultat stemmer overens med den målte $g^{(2)}(0)$.
4. Beregn det samlede antal tidsintervaller, som gennemsnittet er beregnet over, ved at bruge ligning 16. Skriv dit resultat i tabellen nedenfor.

Parameter	Værdi	Enhed
Antal af tidsintervaller (M)		–

Diskussion

I praksis observerer vi $g^{(2)}(0) \approx 1$, uanset hvor meget laseren dæmpes. **Dette resultat viser, at vores tidligere antagelse om periodisk fotonemission fra laseren var forkert.** Forklaringen ligger i laserlysets kvantenatur, som illustreret i figur 4. En laser udsender lys, der beskrives af en kohærent kvantetilstand, hvor fotonantallet følger en statistisk fordeling. Dette betyder, at fotonankomster er tilfældige: nogle gange ankommer ingen fotoner, nogle gange ankommer én foton, og andre gange ankommer to eller flere fotoner tæt på hinanden. Selv når laserintensiteten er meget lav, forbliver dens fotonstatistik uændret. Selvom en reduktion af effekten mindsker antallet af koincidenstrater (tælleren i ligning 18), mindsker den samtidig tælleraterne (nævneren i ligning 18), så $g^{(2)}(0)$ forbliver 1. Derfor vil en simpel reduktion af lasereffekten ikke omdanne den til en enkeltfoton-kilde.

2.2 EKSPERIMENT 2: FOTONKORRELATION MED ENKELTFOTONER

Mål

Formålet med dette eksperiment er at bekræfte, at den ikke-lineære BBO-krystal producerer par af enkeltfotoner gennem en proces kendt som spontan parametriske nedkonvertering (SPDC), og at verificere dette ved at måle fotontællinger, som kun forekommer i koincidens med triggerdetektoren.

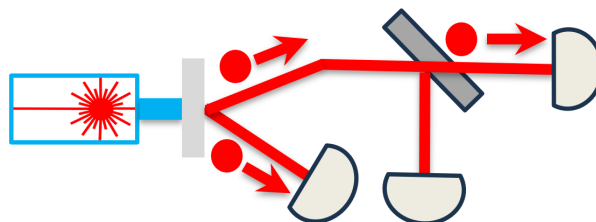


Figure 21: Illustrering af fotonkorrelationseksperimentet med enkeltfotoner.

Øvelse: visualisering af SPDC keglen

I afsnit 1.5 introducerede vi SPDC, hvor en pumpefoton omdannes til et par af lavere-energi fotoner i en ikke-lineær BBO-krystal. Denne proces frembringer et karakteristisk emissionsmønster kendt som SPDC-keglen: signal- og idlefotonerne udsendes ved symmetriske vinkler i forhold til pumpestrålen. I vores opstilling er denne kegle ikke synlig for det blotte øje, fordi pumpelaseren har bølglængde 405 nm og genererer fotonpar med bølglængde 810 nm. Det menneskelige øje har meget begrænset følsomhed i dette nær-infrarøde område, hvilket gør emissionskeglen praktisk talt usynlig. For at visualisere denne kegle anvender vi et optisk element kaldet en axicon. En axicon er en konisk linse, som omdanner en indkommende kollimeret (fokuseret) stråle til en divergerende konisk udgangsstråle. Når den rammes af rødt lys ved 635 nm, producerer axiconen i vores eksperiment en kegle, hvis åbningsvinkel ligger tæt på den emissionsvinkel, der forventes for 810 nm SPDC-fotonerne. Den resulterende koniske stråle udvider sig og danner en lys ring, når den projekteres på en hvid skærm, som illustreret i figur 22. På denne måde giver axiconen en synlig analog til SPDC-keglen.

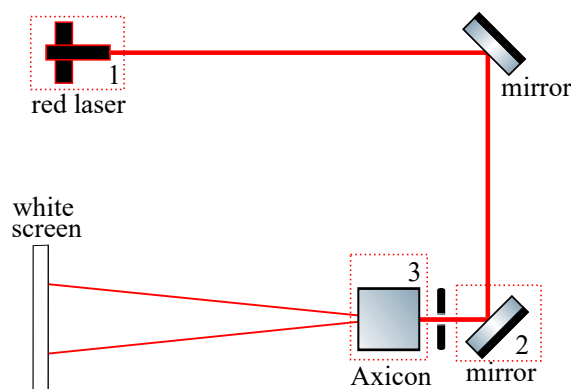


Figure 22: Opsætning af synlig analog til SPDC keglen.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Fjern de flytbare komponenter brugt i det tidligere forsøg, inklusiv ND-filteret.
2. Placer den hvide skærm foran iris f.
3. Find og placer det flytbare spejl på position 2, som vist i Figur 16.
4. Placer den røde laser ved position 1 og sikre dig, at den peger mod spejlet.

- Find og placer axiconen ved position 3 og verificer, at den er vendt rigtigt. Sørg for at lensen peger mod spejlet.
- Tænd for den røde justerings laser forbundet til USB-centralen ved forsigtigt at trykke på knappen på det røde USB-stik. Tjek at det grønne lys på USB-stikket tændes.
- Flyt den hvide skærm frem og tilbage så kegleformen tydeligt kan observeres. Du burde se en rød ring på skærmen, som bliver større jo længere væk du placerer den.
- Hvordan leder impulsbevarelse til den symmetriske kegleform, der observeres ved SPDC?



Efter at have undersøgt en synlig analog til SPDC-emissionsmønsteret går vi nu videre til fotonkorrelationseksperimentet ved brug af fotonpar genereret ved SPDC-processen.

Forsøgsoptstilling

Figur 23 viser den optiske opstilling, der anvendes til at undersøge fotonkorrelationer for SPDC-genererede fotonpar. Den blå laserstråle trænger ind i BBO-krystallen. Inde i krystallen kan pumpefotonerne gennemgå en SPDC-proces, som forklaret i afsnit 1.5. Signal-fotonen dirigeres mod en triggerdetektor (T), som fungerer som reference for koindensmålinger. Idle-fotonen sendes derimod til den første 50:50 stråledeler, som deler strålebanen ligeligt mod to enkeltfoton-detektorer mærket A og B. En strålefælde placeres bag den anden stråledeler for at absorbere ubrugt lys. Foton-detektioner fra detektorerne A og B registreres både individuelt og i koindens med triggerdetektoren T. Ved at analysere disse koindens-tællinger bliver det muligt at verificere, at de detekterede fotoner stammer fra det samme SPDC-par. Særligt tester eksperimentet fotonkorrelation ved stråledeleren: hvis en enkelt foton virkelig opfører sig som et udeleligt kvanteobjekt, bør den detekteres enten af detektor A eller detektor B, men aldrig af begge samtidig.

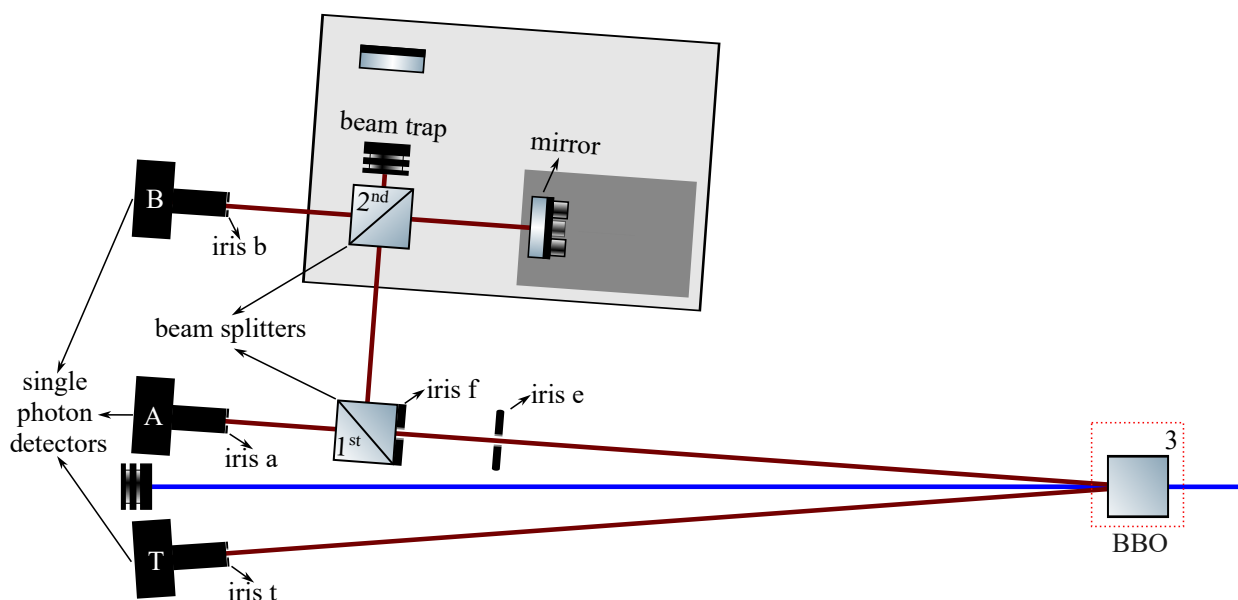


Figure 23: Skematisk tegning af enkelt-fotonkorrelationseksperimentet ved brug af SPDC-genererede fotonpar.

Opsætning af eksperimentet

Følg trinene herunder for at opsætte eksperimentet:

- Fjern komponenterne brugt ved det tidligere forsøg, inklusiv spejlet ved position 2.
- Placer BBO-krystallen ved position 3. Sørg for at krystallen placeres korrekt på den magnetiske fod.

3. Bloker en af udgangene fra den anden stråledeler med en strålefælder (det hvide kort), som vist på Figur 23.
4. Sørg for, at alle optiske elementer er vendt rigtigt. Luk så den sorte, beskyttende afskærmningskasse for forhindre andet lys fra at påvirke opstillingen og for at indelukke laseremissionen. **Verificer at afskærmningskassen er lukket korrekt.**
5. Gå til *Alignment* fanen og sæt pumpelaserens strømstyrke til 30 mA. Aktiver laseren ved at trykke på Laser On/Off. **Åben ikke for afskærmingen mens laseren er tændt!** Bekræft at fotontællingsraterne er steget.

Du burde nu kunne måle signal- og idlefotoner ved detektor T, A og B.

Måling: justering af tidsforsinkelse mellem detektorerne

Under SPDC-processen genereres fotonpar samtidig inde i den ikke-lineære BBO-krystal. Dog er de optiske vejlængder til detektorerne ikke ens. Derudover introducerer forskellige optiske komponenter, såsom stråledeleren, strækninger af glas, hvori lyset bevæger sig langsommere end i luft. Selvom fotonerne skabes på samme tidspunkt, ankommer de derfor ikke nødvendigvis til deres detektorer samtidigt. Hvis denne tidsforskydning ikke korrigeres, kan ægte fotonpar blive tolket som uafhængige enkelt-detektioner, hvilket fører til unøjagtige koincidensmålinger. Ved at måle koincidens-toppen som funktion af den tidsmæssige forsinkelse kan vi identificere og kompensere for forsinkelsen forårsaget af vejlængde og medium. Når systemet er korrekt justeret, giver koincidente detektioner et pålideligt tegn på fotonpar produceret gennem SPDC.

Spørgsmål

1. Åben *Delay Adjust* fanen og indtast parametrene herunder. Start så målingen. Observer koincidens-tællingerne mens forsinkelsen mellem detektorer T&A og T&B scannes.

Parameter	Værdi	Enhed
Detektor forsinkelse start	-16	ns
Detektor forsinkelse slut	16	ns
Trinbredde	0.5	ns
Integrationstid	300	ms
Koincidens-interval	5	ns

2. Bestem den tidsmæssige forsinkelse, hvor koincidens-tællingen når sit maksimum. Denne top angiver den reelle tidsforskydning mellem detektorerne. Indtast denne værdi i felterne *Delay A to T* og *Delay B to T* for at synkronisere ankomsttiderne for de korrelerede signal- og idlefotoner, og udfyld tabellen nedenfor.

Parameter	Værdi	Enhed
Detektor forsinkelse (A til T)		ns
Detektor forsinkelse (B til T)		ns

Efter at have synkroniseret detektorforsinkelserne kan vi nu måle andensordens korrelationsfunktionen ved uden tidsforsinkelse, $g^{(2)}(0)$, i stedet for den tidsafhængige funktion $g^{(2)}(\tau)$. Med den relative forsinkelse mellem detektorerne korrekt justeret ankommer de korrelerede fotonpar inden for koincidensvinduet og kan pålideligt identificeres. Dette gør det muligt nøjagtigt at undersøge korrelations-egenskaberne for de fotonpar, der genereres gennem SPDC.

Måling: korrelationen mellem SPDC par

Når den tidsmæssige justering mellem detektorerne er bestemt, kan vi undersøge de kvantestatiske egenskaber for fotonpar produceret gennem SPDC. Ved at overvåge enkeltfoton-tællingerne og koincidens-hændelserne mellem detektorerne kan vi kvantificere korrelationerne og afgøre, om den målte opførsel er i overensstemmelse med de forventede egenskaber for enkeltfotoner.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Gå til *GRA* fanen. Kør en måling i 20 sekunder og angiv de målte værdier i tabellen herunder.

Parameter	Symbol	Værdi	Enhed
Detektor T rate	R_T		kHz
Detektor A rate	R_A		kHz
Detektor B rate	R_B		kHz
Koincidens-rate (T&A)	R_{TA}		kHz
Koincidens-rate (T&B)	R_{TB}		kHz
Koincidens-rate (T&A&B)	R_{TAB}		Hz
Korrelationsfunktion (T&A)	$g_{TA}^{(2)}(0)$		–
Korrelationsfunktion (T&B)	$g_{TB}^{(2)}(0)$		–
Korrelationsfunktion (T&A&B)	$g_{TAB}^{(2)}(0)$		–

Diskussion

Resultaterne bekræfter, at lys produceret gennem SPDC-processen udviser ikke-klassisk opførsel. Den målte værdi af $g^{(2)}(0)$ er betydeligt mindre end én, hvilket demonstrerer stærk foton-anti-korrelation, hvilket betyder, at en enkelt foton detekteres enten af detektor *A* eller detektor *B*, men ikke begge. Dette bekræfter genereringen af enkeltfotoner og lysets kvantenatur.

2.3 MALUS' LOV FOR KLASSISK LYS

Formål

Indtil videre har vi ikke betragtet lysets polarisation, selvom den spiller en væsentlig rolle i kvanteoptiske eksperimenter. I dette eksperiment er formålet at verificere Malus' lov.

Eksperimentel opstilling

Den tilsvarende eksperimentelle opstilling er vist i Figur 24. Selvom den røde laserstråle er lineært polariseret, er dens præcise polarisationsretning ikke kendt. For at etablere en kendt og reproducerbar polarisationstilstand passerer strålen først gennem en lineær polarisator, som definerer referencepolarisationen for eksperimentet. En anden lineær polarisator placeres længere fremme for at fungere som analysator. Begge polarisatorer er monteret på rotationsholdere, hvilket gør det muligt at justere deres transmissionsakser præcist. Den transmitterede optiske effekt måles som en funktion af analysatorens vinkelorientering relativt til den første polarisator ved hjælp af en fotodiode-effektsensor, som måler den optiske effekt.

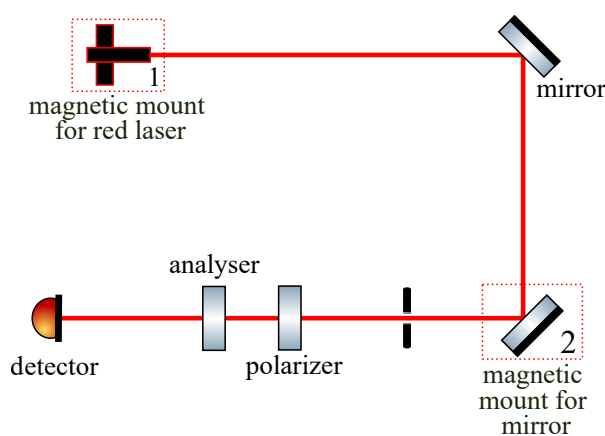


Figure 24: Skematisk opstilling til måling af fotonkorrelationer fra SPDC-genererede fotonpar.

Opsætning af eksperimentet

1. Placer den røde laser ved position 1.
2. Placer spejlet ved position 2, så den reflekterede stråle udbreder sig mod effektsensoren.
3. Placer effektsensoren for enden af den optiske bane og juster dens position, så laserstrålen er centreret på det aktive detektionsområde.
4. Indsæt de to lineære polarisatorer mellem iris d og effektsensoren. Sørg for, at begge polarisatorer er orienteret vinkelret på strålens udbredelsesretning.
5. Glem ikke at fjerne BBO'en fra position 3.
6. Den højere polarisator vil blive brugt som analysator, mens den kortere polarisator vil blive brugt som polarisator. Fastgør den højere polarisator på plads ved hjælp af klemmen, og monter den kortere polarisator i den tilsvarende holder.

Måling: Malus' lov

Malus' lov verificeres kvantitativt ved at måle den transmitterede optiske effekt ved hjælp af effekthovedet.

Procedure og spørgsmål

Følg trinene nedenfor for at udføre målingerne:

1. Placer effektsensoren mellem polarisatoren og analysatoren.
2. Drej langsomt polarisatoren, mens du overvåger detektorsignalet. Bestem den vinkel, hvor den detekterede optiske effekt når sin maksimale værdi. Denne værdi svarer til den indkommende optiske effekt P_{in} og definerer den indkommende polarisationsvinkel θ_{in} . Noter de målte værdier nedenfor.

Parameter	Symbol	Værdi	Enheder
Indkommende optisk effekt	P_{in}		mW
Indkommende polarisationsvinkel	θ_{in}		Grader

3. Flyt effektsensoren til enden af den optiske bane, efter analysatoren.
4. Drej analysatoren i trin på 10° over hele vinkelområdet fra 0° til 350° . Ved hver vinkel skal du notere den transmitterede optiske effekt målt af fotodetektoren. Indtast de målte værdier i tabellen nedenfor.
5. Plot den målte optiske effekt P_{out} som en funktion af den relative polarisatorvinkel, $\theta = \theta_{\text{in}} - \theta_{\text{pol}}$, med P_{out} på den vertikale akse og θ på den horisontale akse.
6. Fit de målte data til den teoretiske afhængighed forudsagt af Malus' lov og vis den fittede kurve sammen med de eksperimentelle data. Sammenlign fitresultatet med den teoretiske forudsigelse og diskuter, om målingen stemmer overens med Malus' lov inden for den eksperimentelle usikkerhed.

Diskussion

Den målte optiske effekt bør falde, når analysatoren drejes væk fra polarisationsretningen af det indkommende lys, nå et minimum når de to polarisationsretninger er vinkelrette på hinanden, og derefter stige igen periodisk. Denne opførsel viser, at analysatoren kun transmitterer den del af det elektriske felt, der er rettet langs dens transmissionsakse. I praksis når minimumseffekten muligvis ikke præcis nul på grund af uperfekte polarisatorer, små justeringsfejl, baggrundslys eller usikkerhed i polarisatorvinklerne. Hvis de målte data følger den forventede tendens inden for den eksperimentelle usikkerhed, bekræfter eksperimentet Malus' lov og demonstrerer polarisationsafhængigheden af klassisk lys.

2.4 MALUS' LOV FOR ENKELTFOTONER

Formål

Formålet med dette eksperiment er at undersøge polarisationsegenskaberne af fotonpar genereret ved Type I SPDC.

Eksperimentel opstilling

Den eksperimentelle opstilling er vist i Figur 25. En lineær polarisator placeres kun foran detektor B.

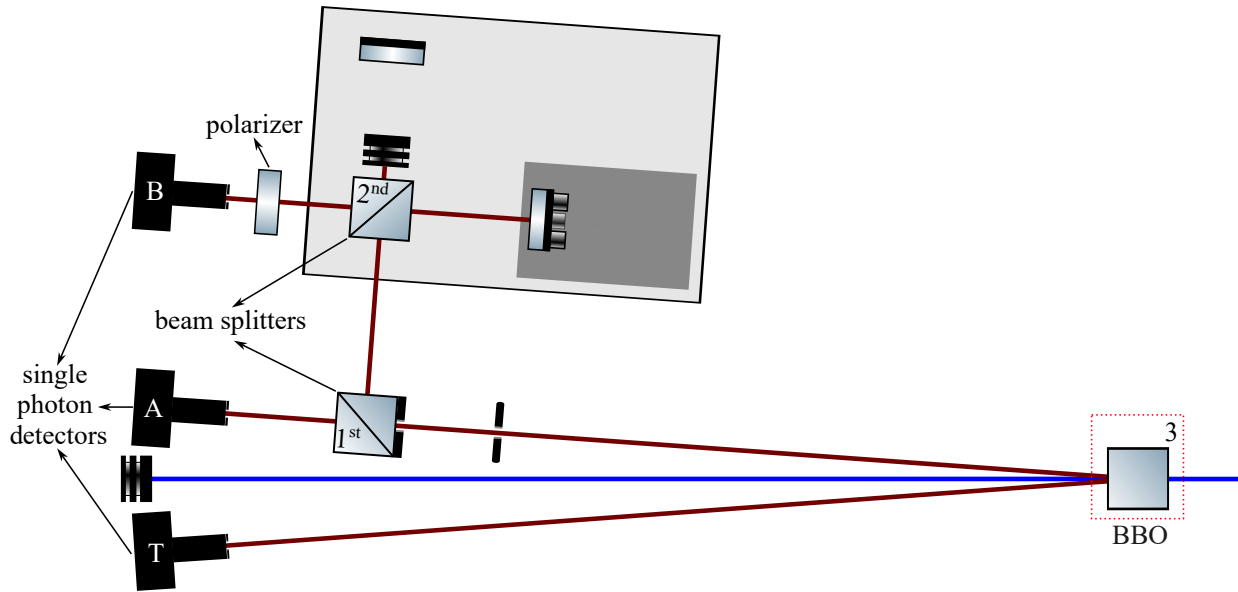


Figure 25: Eksperimentel opstilling til måling af Malus' lov med fotonpar.

I dette eksperiment erstattes målingen af optisk effekt, som blev brugt i det klassiske tilfælde, af foton-tælling. Transmissionssandsynligheden gennem polarisatoren måles derfor ved hjælp af koincidensraten. Her er kun én lineær polarisator nødvendig, fordi Type I SPDC producerer fotonpar med den samme veldefinerede polarisation. Når polarisatoren roteres, forventes koincidensraten R_{TA} at følge Malus' lov,

$$R_{TA}(\theta) = R_{TA}^{\max} \cos^2(\theta_{pol}), \quad (58)$$

hvor $R_{TA}^{\max}$ er den maksimale koincidensrate, og θ er polarisatorvinklen. Her er $\theta_{in} = 0$, fordi fotonparrene er vertikalt polariserede.

Opsætning af eksperimentet

1. Fjern alle optiske komponenter, der blev brugt i den tidligere måling, inklusive spejlet placeret ved position 2.
2. Placer BBO-krystallen ved position 3.
3. Installer en strålefælde ved den ubrugte udgangsport på den anden stråledeler.
4. Indsæt den høje polarisator foran signalfotondetektor B, som angivet i opstillingsdiagrammet. Sørg for, at polarisatoren er vinkelret på strålens udbredelsesretning, og fastgør den ved hjælp af klemmer.
5. Efter at have verificeret, at alle optiske elementer er korrekt justeret, lukkes den sorte afskærmning forsigtigt for at minimere påvirkningen fra omgivende lys. Lad kun den nødvendige side være tilgængelig, så polarisatoren kan roteres.
6. I fanen *Alignment* i kontrolsoftwaren indstilles pumpelaserstrømmen til 35 mA, og laseren aktiveres ved hjælp af *Laser On/Off*-kontrollen.

7. Kontroller, at fotontællingsraterne ved detektorerne stiger.

Procedure og spørgsmål

1. Åbn fanen *Malus* i kontrolsoftwaren, og indstil måletiden til 20 s.
2. Indtast en indledende polarisatorvinkel på 0° i inputfeltet *Angle*.
3. Ved den eksperimentelle opstilling roteres den lineære polarisator til 0° . Når polarisatoren er korrekt justeret, startes målingen, og dataene for denne vinkel registreres.
4. Gentag den samme procedure for polarisatorvinkler fra 0° til 350° i trin på 10° . Under målingen overvåges plottene af $R_{TB}(\theta)$ og $g^{(2)}(0)$ for $T \& A \& B$. Efter at have gennemført hele vinkelscanningen gemmes måledataene og resultaterne.
5. Er den målte værdi af $g^{(2)}(0) \approx 0$, hvilket indikerer stærk anti-klyngedannelse og bekræfter enkeltfotonkarakteren af det målte felt? Hvis ikke, overstiger den da én, og hvorfor?
6. Plot den målte koincidencesrate $R_{TB}(\theta)$ som en funktion af polarisatorvinklen θ . Fit de målte data til den teoretiske afhængighed forudsagt af Malus' lov og vis den fittede kurve sammen med de eksperimentelle data. Sammenlign fitresultatet med den teoretiske forudsigelse og diskuter, om den målte koincidencesrate følger den forventede polarisationsafhængighed inden for den eksperimentelle usikkerhed.

Diskussion

Den målte koincidencesrate $R_{TA}(\theta)$ viser en tydelig $\cos^2$ -afhængighed af polarisatorvinklen, hvilket bekræfter, at Malus' lov fortsat er gyldig på enkeltfoton-niveau. Dette demonstrerer, at transmissionssandsynligheden for en enkelt foton gennem en lineær polarisator følger den samme vinkelafhængighed som intensiteten af en klassisk elektromagnetisk bølge. Samtidig forbliver den målte andenordens korrelationsfunktion $g^{(2)}(0)$ langt under én for de fleste polarisatorvinkler, hvilket indikerer, at eksperimentet opererer i enkeltfoton-regimet, og at samtidige detektioner ved detektorerne A og B er stærkt undertrykt. Større fluktuationer i $g^{(2)}(0)$ observeret nær vinklerne 0° , 180° og 360° skyldes de meget lave koincidencesrater i disse områder, hvor statistisk støj og ukorrelerede baggrundshændelser har et øget relativt bidrag. Samlet set viser resultaterne, at selvom enkeltfotoner udviser iboende kvanteopførsel, følger deres polarisationsafhængige transmission gennem en lineær polarisator den samme funktionelle form, som forudsiges af klassisk polarisationsoptik.

2.5 KOINCIDENSRATER VED POLARISATORER – BLANDET TILSTAND

Formål

Formålet med dette eksperiment er at undersøge, hvordan fotonpar opfører sig, når deres polarisationskorrelationer er rent klassiske.

Eksperimentel opstilling

Den eksperimentelle opstilling er vist i Figur 26. Fotonpar genereres via type I SPDC i en krydset BBO-krystal og forberedes i en blandet polarizationstilstand. I dette tilfælde skabes hvert fotonpar enten i tilstanden $|HH\rangle$ eller $|VV\rangle$, med lige stor sandsynlighed, men aldrig i en kohærent superposition af de to. Polarisationen af individuelle fotonpar er derfor veldefineret, mens ensemblet som helhed beskrives ved klassiske sandsynligheder. Efter genereringen adskilles fotonparrene i to rumligt forskellige baner. I hver arm passerer fotonen gennem en lineær polarisator, før den detekteres af en enkeltfoton-detektor. Koincidenshændelser mellem de to detektorer registreres for at analysere de polarisationsafhængige korrelationer af den blandede tilstand.

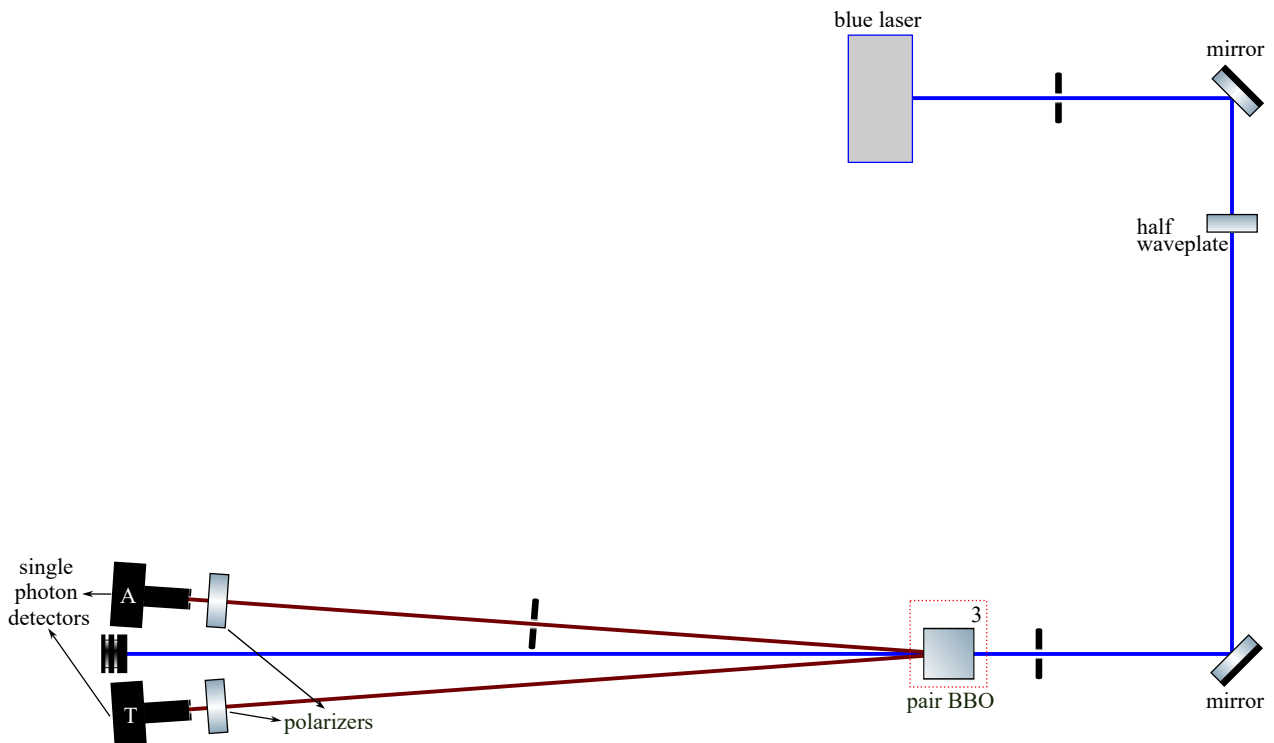


Figure 26: Eksperimentel opstilling til måling af koincidensrater ved polarisatorer ved brug af SPDC-fotonpar forberedt i en blandet polarisationstilstand.

Opsætning af eksperimentet

1. Sørg for, at den blå pumpelaser er slukket, før den optiske opstilling ændres.
2. Fjern stråledeleren placeret ved position 8.
3. Indsæt en lineær polarisator foran triggerfotondetektor T, som vist i opstillingsdiagrammet. Sørg for, at polarisatoren er vinkelret på strålens udbredelsesretning, og fastgør den ved hjælp af de relevante optiske holdere.
4. Udskift den enkelte BBO-krystal med den krydsede BBO-krystalenhed for at muliggøre generering af fotonpar med forskellige polarisationskonfigurationer.

5. Efter at have verificeret, at alle optiske elementer er korrekt placeret og justeret, lukkes den sorte afskærmning forsigtigt for at minimere påvirkningen fra omgivende lys. Lad kun forsiden være tilgængelig for at muliggøre rotation af polarisatoren. **Bær beskyttelsesbriller hele tiden.**
6. I fanen *Alignment* i kontrolsoftwaren indstilles pumpelaserstrømmen til 50 mA, og laseren aktiveres ved hjælp af *Laser On/Off*-kontrollen. **Fjern ikke dine beskyttelsesbriller, mens laseren er i drift.**
7. Kontroller, at fotontællingsraterne ved detektorerne stiger, hvilket indikerer succesfuld generering af fotonpar og korrekt optisk justering.
8. Gå til fanen *Malus* i softwaren for at begynde målingen.

På dette tidspunkt producerer kilden fotonpar med en bestemt polarization, og der er ingen polarisationssammenfiltrering til stede.

Måling: koincidensrater ved polarisatorer – $|VV\rangle$

I denne måling konfigureres pumpefotonens polarisation til at være horisontal (H). Under denne betingelse genererer den krydsede BBO-krystal fotonpar i den bestemte polarisationstilstand $|VV\rangle$. Som resultat er begge fotoner i hvert par vertikalt polariserede, og ingen kvantesuperposition eller sammenfiltrering er til stede. En skematisk illustration af fotonpargenereringsprocessen for denne konfiguration er vist i Figur 27.

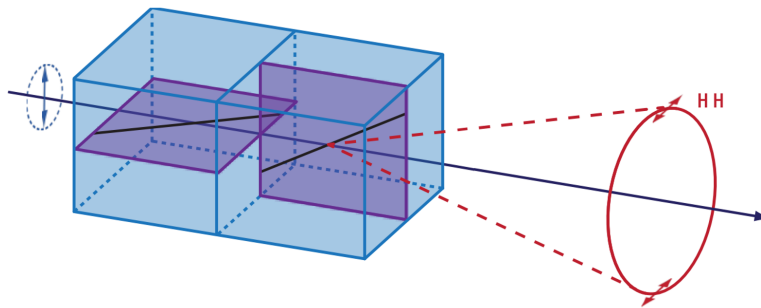


Figure 27: Skematisk illustration af fotonpargenerering i en krydset BBO-krystalkonfiguration. Når pumpepolarisationen indstilles til horisontal (H), producerer krystallen fotonpar i $|VV\rangle$ -polarisationstilstanden.

Procedure og spørgsmål

Følg trinene nedenfor for at udføre målingen af koincidensrater for $|VV\rangle$ -polarisationstilstanden.

1. Drej halvbølgepladen til 45° for at opnå en horisontalt polariseret pumpestråle. En halvbølgeplade roterer polarisationsretningen af lineært polariseret lys med en kontrolleret vinkel.
2. Åbn fanen *Malus* i kontrolsoftwaren og indstil måletiden til 20 s.
3. Indtast en indledende polarisatorvinkel på 0° i inputfeltet *Angle*.
4. Ved den eksperimentelle opstilling drejes begge lineære polarisatorer til 0° . Når polarisatorerne er korrekt justeret, startes målingen, og dataene for denne vinkel registreres.
5. Drej begge polarisatorer samtidigt i trin på 10° over vinkelområdet fra 0° til 180° , og registrer en måling ved hver vinkel.
6. Gentag proceduren for polarisatorvinkler fra 0° til 350° i trin på 10° . Under målingen observeres plottene af koincidensraten $R_{TA}(\theta)$ og andenordens korrelationsfunktionen $g^{(2)}(0)$.
7. Hvorfor følger den målte koincidensrate en $\cos^2(\theta)$ -afhængighed, og hvorfor indikerer denne opførsel klassiske — frem for kvantemekaniske — polarisationskorrelationer?

Måling: koincidensrater ved polarisatorer – $|HH\rangle$

Efter at have gennemført målingen for $|VV\rangle$ -polarisationstilstanden gentages eksperimentet for det ortogonale tilfælde. Ved at rotere pumpepolarisationen til den vertikale retning konfigureres den krydsede BBO-krystal til at generere fotonpar i $|HH\rangle$ -tilstanden. I denne situation er begge fotoner horisontalt polariserede, og kilden producerer igen en separabel tilstand uden kvantesuperposition eller sammenfiltring. En skematisk repræsentation af denne konfiguration er vist i Figur 28.

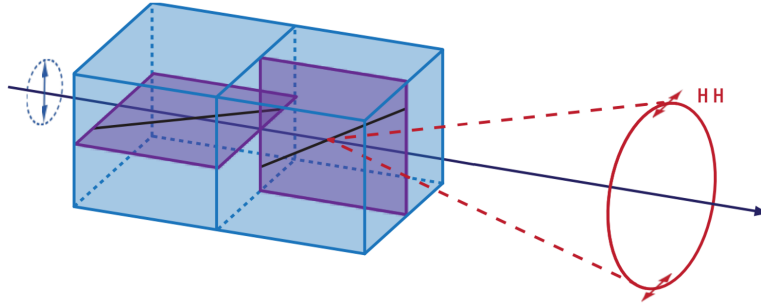


Figure 28: Skematisk illustration af fotonpargenerering i en krydset BBO-krystalkonfiguration. Når pumpepolarisationen indstilles til vertikal, producerer krystallen fotonpar i $|HH\rangle$ -polarisationstilstanden.

Procedure og spørgsmål

Følg trinene nedenfor for at udføre målingen af koincidensrater for $|HH\rangle$ -polarisationstilstanden.

1. Drej halvbølgepladen til 0° for at producere en vertikalt polariseret pumpestråle.
2. Gentag den samme måleprocedure som i $|VV\rangle$ -tilfældet, og registrer koincidensraterne for identiske polarisatorvinkelindstillinger.
3. For hver polarisatorvinkel lægges koincidenstællingerne fra $|HH\rangle$ - og $|VV\rangle$ -målingerne sammen for at konstruere den blandede polarisationstilstand.

Diskussion

I dette eksperiment genereres en blandet polarisationstilstand ikke direkte ved kilden, men simuleres i stedet ved at kombinere to uafhængige målinger. Koincidensdata registreres separat for fotonpar forberedt i $|VV\rangle$ - og $|HH\rangle$ -polarisationstilstandene, og for hver polarisatorvinkel lægges de tilsvarende koincidenstællingsrater sammen. Denne procedure konstruerer et ensemble, der opfører sig, som om fotonpar blev produceret i en af de to polarisationstilstande med lige stor sandsynlighed. På denne måde reproduceres de statistiske egenskaber af en blandet tilstand, selvom hvert individuelt fotonpar altid skabes i en veldefineret polarisationstilstand.

Fordi de to polarisationskomponenter genereres uafhængigt og uden noget fast faseforhold, kan interferens mellem dem ikke forekomme. Den resulterende blandede tilstand udviser derfor ikke polarisationssammenfiltring. De målte koincidensrater viser en vinkelafhængighed, der følger Malus' lov og fuldt ud kan forklares ved hjælp af klassisk polarisationsoptik. Selvom der observeres korrelationer mellem detektionsudfaldene, opstår de udelukkende fra klassisk statistisk blanding frem for fra ikke-lokale kvanteeffekter. Dette eksperiment giver således en vigtig klassisk reference, som muliggør en klar sammenligning med de fundamentalt anderledes korrelationer, der vil blive observeret i det følgende eksperiment med polarisationssammenfildrede fotonpar.

2.6 KOINCIDENSRATER VED POLARISATORER – SAMMENFILTRET TILSTAND

Formål

Formålet med dette eksperiment er at undersøge polarisationskorrelationerne af sammenfiltrede fotonpar og at sammenligne deres opførsel med målingerne af den blandede tilstand udført i det foregående eksperiment.

Eksperimentel opstilling

Den eksperimentelle opstilling er vist i Figur 29. Fotonpar genereres via Type-I SPDC i en krydset BBO-krystalkonfiguration. Ved at rotere pumpens halvbølgeplade til 22.5° forberedes pumpestrålen i en diagonal (D) polarizationstilstand. Under denne betingelse forekommer de to mulige nedkonverteringsprocesser samtidigt og kohærent, hvilket fører til generering af polarization-sammenfiltrede fotonpar. I opstillingen indsættes temporale og rumlige kompensationskrystaller for at sikre sammenfiltrering af høj kvalitet.

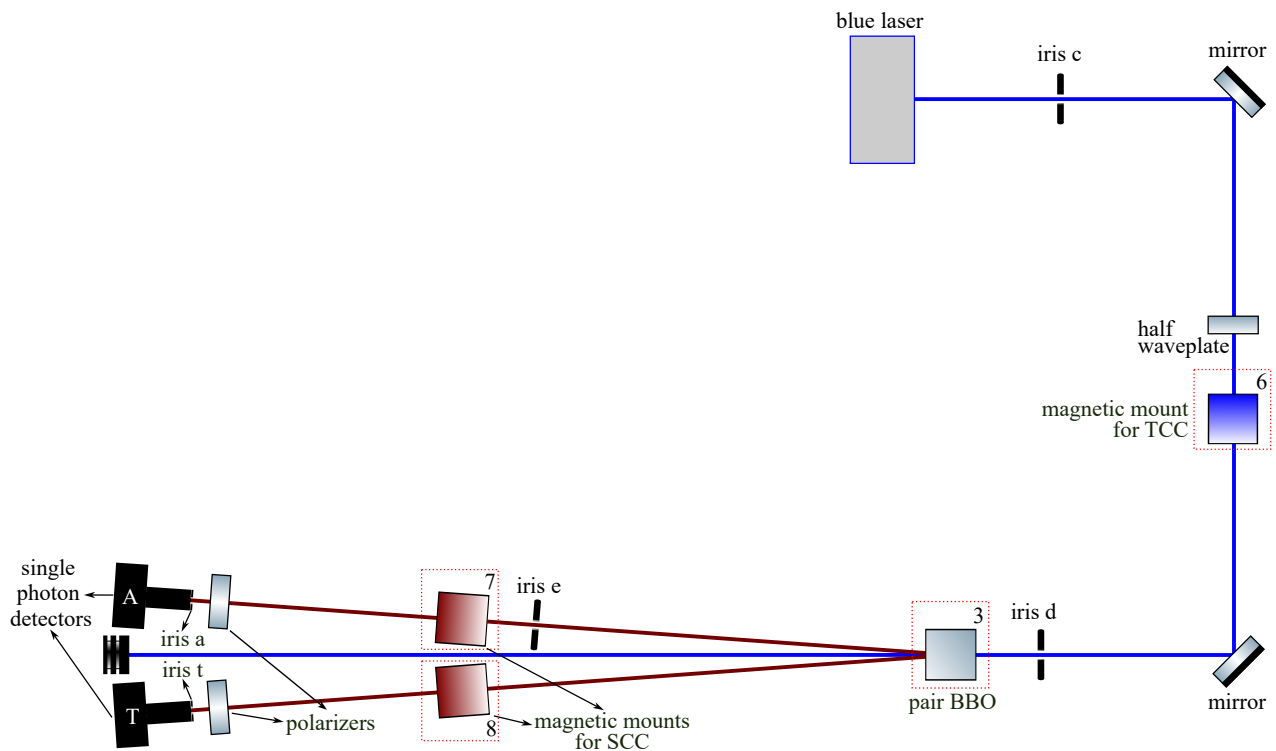


Figure 29: Eksperimentel opstilling til måling af koincidencesrater ved polarisatorer ved brug af SPDC-fotonpar forberedt i en sammenfiltret tilstand.

Opsætning af eksperimentet

1. Sørg for, at den blå pumpelaser er slukket, før den optiske opstilling ændres.
2. Indsæt den temporale kompensationskrystal (TCC) ved position 2, som angivet i opstillingsdiagrammet. TCC'en sikrer, at de to fotoner, der skabes i krystallen, ankommer til detektorerne på samme tidspunkt. Dette tidsmæssige overlap er nødvendigt, så de to mulige fotonpargenereringsprocesser ikke kan skelnes fra hinanden, hvilket er essentielt for at generere sammenfiltrering.
3. Indsæt de rumlige kompensationskrystaller (SCC'er) ved positionerne 6 og 7. SCC'erne forbedrer det rumlige overlap af fotonparrene ved at korrigere små forskelle i deres udbredelsesretninger. Dette hjælper begge fotoner med at følge lignende optiske baner, hvilket øger kvaliteten af den sammenfiltrede tilstand.
4. Kontroller, at alle optiske komponenter er korrekt justeret og sikkert monteret.
5. Luk den sorte afskærmning for at minimere baggrundslys, og bær beskyttelsesbriller hele tiden.

6. I fanen *Alignment* i kontrolsoftwaren indstilles pumpelaserstrømmen til 50 mA, og laseren tændes.
7. Bekræft, at enkeltfoton-tællingsraterne og koincidensraterne stiger, hvilket indikerer succesfuld generering af sammenfiltrede fotonpar.

Måling: koincidensrater ved polarisatorer – Sammenfiltret tilstand

I denne måling roteres pumpens halvbølgeplade til 22.5° , hvilket producerer diagonalt polariseret pumpelys. Under denne betingelse genererer de krydsede BBO-krystaller fotonpar i en kohærent superposition af $|HH\rangle$ - og $|VV\rangle$ -polarisationstilstandene, hvilket resulterer i en sammenfiltret tilstand.

Procedure og spørgsmål

Følg trinene nedenfor for at udføre koincidensmålingen for den sammenfiltrede fotontilstand.

1. Drej pumpens halvbølgeplade til 22.5° for at forberede diagonalt polariseret pumpelys.
2. Åbn fanen *Malus* i kontrolsoftwaren og indstil måletiden til 20 s.
3. Indstil begge lineære polarisatorer til en indledende vinkel på 0° .
4. Start målingen og registrer koincidensraten.
5. Drej begge polarisatorer samtidigt i trin på 10° over området fra 0° til 180° , og registrer koincidensraten ved hver vinkel.
6. Observer koincidensratens opførsel som en funktion af polarisatorvinklen.
7. Hvordan adskiller koincidensratens vinkelafhængighed sig fra målingen af den blandede tilstand udført i Eksperiment 6?
8. Plot koincidensraten som en funktion af polarisatorvinklen for både den blandede tilstand og den sammenfiltrede tilstand i den samme graf. Sammenlign formerne af de to kurver med Figur ?? . Beskriv de vigtigste forskelle mellem de to typer opførsel, og forklar hvordan de afspejler tilstedeværelsen eller fraværet af kvantesammenfiltring.

Diskussion

I dette eksperiment genereres polarisation-sammenfiltrede fotonpar ved kohærent at kombinere de to mulige nedkonverteringsprocesser i krystallen. Som resultat kan fotonparrets polarisationstilstand ikke beskrives som to uafhængige fotoner, men skal i stedet behandles som et enkelt kvantesystem. Denne ikke-separable natur af tilstanden fører til stærke korrelationer mellem måleresultaterne af de to fotoner. Når begge polarisatorer roteres parallelt, forbliver den målte koincidensrate omtrent konstant over hele vinkelområdet. Denne opførsel står i tydelig kontrast til målingen af den blandede tilstand, hvor en markant vinkelafhængig modulation blev observeret. Fraværet af en sådan modulation kan ikke forklares ved hjælp af klassisk polarizationsoptik eller Malus' lov anvendt uafhængigt på hver foton, men opstår direkte fra den kohærente superposition, der ligger til grund for den sammenfiltrede tilstand.

2.7 BELL TEST MED EN SAMMENFILTRET FOTONKILDE

Formål

Formålet med dette eksperiment er at teste, om de polarisationskorrelationer, der observeres for sammenfildrede fotonpar, kan forklares af klassiske lokalt-realistiske teorier. Dette opnås ved at udføre en Bell-test og evaluere CHSH-uligheden.

Eksperimentel opstilling

Den eksperimentelle opstilling, der bruges i dette eksperiment, er identisk med den fra det foregående eksperiment og er vist i Figur 29. Den samme sammenfildrede fotonkilde bruges nu til at udføre en Bell-test baseret på polarisationskorrelationsmålinger. I det foregående eksperiment blev ikke-klassiske korrelationer observeret kvalitativt gennem koindcidenstraternes vinkelafhængighed; Bell-testen giver dog en mere stringent og bredt accepteret metode til deres analyse. I stedet for at undersøge individuelle korrelationskurver kombineres flere polarisationsmålinger til en enkelt parameter, som muliggør en direkte sammenligning med de grænser, der pålægges af lokalt-realistiske teorier. I dette eksperiment evalueres de målte korrelationer ved hjælp af CHSH-uligheden. Ifølge alle modeller med lokale skjulte variable skal den tilsvarende Bell-parameter opfylde $S \leq 2$, mens kvantemekanikken forudsiger, at sammenfildrede tilstande kan overstige denne grænse. Måling af en sådan overtrædelse giver derfor et kvantitativt kriterium for at bestemme, om de observerede korrelationer kan forklares klassisk eller kræver en kvantemekanisk beskrivelse.

Standardafvigelse og måleusikkerhed

Alle eksperimentelle målinger er underlagt statistiske fluktuationer. I fotontællingseksperimenter opstår disse fluktuationer primært fra den endelige måletid, detektorstøj og den iboende probabilistiske natur af foton-detektion. For hver individuel Bell-måling bestemmer EDU-QOP1-softwaren automatisk den tilsvarende statistiske usikkerhed, som tager højde for disse effekter.

Ud over statistiske fluktuationer introduceres yderligere usikkerhed ved den manuelle rotation af polarisatorerne. Små variationer i de valgte polarisationsvinkler forekommer, når den komplette Bell-test gentages, hvilket fører til variationer fra måling til måling, som ikke indfanges af de softwaregenererede usikkerheder. Som konsekvens giver gentagne målinger af Bell-parameteren ikke identiske resultater. For at estimere den samlede eksperimentelle usikkerhed måles Bell-parameteren S tre gange, hvilket giver værdierne S_1, S_2, S_3 . Middelværdien

$$\bar{S} = \frac{S_1 + S_2 + S_3}{3} \quad (59)$$

tages som det bedste estimat af Bell-parameteren. For hver individuel måling S_i afspejler den tilhørende usikkerhed σ_i , som leveres af softwaren, fotontællingsstatistikken. Hvis det antages, at de tre målinger er statistisk uafhængige, opnås den statistiske usikkerhed på middelværdien ved standardfejlpropagation:

$$\sigma_{\text{stat}} = \frac{1}{3} \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2}. \quad (60)$$

For at tage højde for yderligere usikkerhed, der opstår fra begrænset reproducerbarhed af de eksperimentelle indstillinger, evalueres spredningen af de målte værdier S_1, S_2, S_3 . Stikprøvens standardafvigelse af de tre målinger er givet ved

$$s = \sqrt{\frac{(S_1 - \bar{S})^2 + (S_2 - \bar{S})^2 + (S_3 - \bar{S})^2}{2}}, \quad (61)$$

hvor nævneren svarer til antallet af frihedsgrader. Den tilsvarende usikkerhed på middelværdien (standardfejlen på middelværdien) forbundet med denne variation fra måling til måling er derfor

$$\sigma_{\text{rep}} = \frac{s}{\sqrt{3}} = \sqrt{\frac{(S_1 - \bar{S})^2 + (S_2 - \bar{S})^2 + (S_3 - \bar{S})^2}{6}}. \quad (62)$$

Hvis det antages, at de statistiske usikkerheder og reproducerbarhedsusikkerhederne er uafhængige, estimeres den totale usikkerhed på middelværdien af Bell-parameteren som

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{rep}}^2}. \quad (63)$$

For at vurdere, om Bell-uligheden er overtrådt på en statistisk meningsfuld måde, sammenlignes midelværdien $\bar{S}$ med den klassiske grænse $S = 2$. Hvis

$$\bar{S} - 2 > \sigma, \quad (64)$$

overstiger den observerede overtrædelse af CHSH-uligheden den estimerede eksperimentelle usikkerhed og kan derfor betragtes som statistisk signifikant.

Måling: Bell test

Bell-testen udføres ved hjælp af foruddefinerede kombinationer af polarisatorvinkler i de to målearme. Disse vinkelindstillinger er valgt således, at de resulterende koincidensmålinger gør det muligt at evaluere CHSH-uligheden. Målingen udføres ved hjælp af fanen *Bell-Test* i EDU-QOP-softwaren. For hver polarisatorkonfiguration registreres koincidenstællinger over en fast måletid (10s). Ud fra disse data beregner softwaren automatisk de tilsvarende korrelationskoefficienter og bestemmer Bell-parameteren for en enkelt måling, hvilket giver et resultat på formen $S_i \pm \sigma_i$, hvor σ_i repræsenterer den statistiske usikkerhed, der opstår fra fotontælling. Den komplette Bell-test gentages tre gange. Ud fra disse gentagne målinger bestemmes den gennemsnitlige Bell-parameter og dens totale eksperimentelle usikkerhed, hvilket resulterer i den endelige værdi $\bar{S} \pm \sigma$.

Procedure og spørgsmål

Følg trinene nedenfor for at udføre Bell-testmålingen.

1. Åbn fanen *Bell-Test* i EDU-QOP-softwaren.
2. Indstil måletiden til 10 s for hver polarisatorkonfiguration.
3. For hver række i softwaretabellen roteres polarisatorerne foran detektorerne A og T til de angivne vinkler.
4. Klik på den tilsvarende tabelcelle for at starte målingen for denne konfiguration.
5. Gentag denne procedure, indtil alle 16 kombinationer af polarisatorvinkler er blevet målt.
6. Efter at have gennemført alle konfigurationer noteres Bell-parameteren S_i og den tilsvarende usikkerhed σ_i , som vises af softwaren.
7. Gentag den komplette Bell-testmåling tre gange for at teste resultatets reproducerbarhed. Indtast de tre værdier S_i og σ_i i tabellen nedenfor.

Måling	Bell-parameter S_i	Usikkerhed σ_i
1		
2		
3		

8. Brug ligningerne fra det foregående afsnit til at beregne den gennemsnitlige Bell-parameter $\bar{S}$ og den totale eksperimentelle usikkerhed σ . Indtast dit endelige resultat i tabellen nedenfor.

Resultat	Bell-parameter $\bar{S}$	Usikkerhed σ
Endelig		

9. Bestem, om det målte resultat overtræder CHSH-uligheden ved at evaluere

$$\bar{S} - 2 > \sigma.$$

Hvad indebærer dette resultat for lokalt-realistiske teorier med skjulte variable?

Diskussion

I dette eksperiment blev polarisationskorrelationerne af sammenfiltrede fotonpar undersøgt ved hjælp af en Bell-test. Ved at måle koincidenstrater for specifikke kombinationer af polarisatorvinkler blev Bell-parameteren S bestemt og sammenlignet med de grænser, der pålægges af klassiske lokalt-realistiske teorier. Hver måling påvirkes af statistisk usikkerhed. Middelværdien $\bar{S}$ blev derfor evalueret sammen med dens eksperimentelle usikkerhed σ for at vurdere resultatets pålidelighed. Den målte Bell-parameter opfylder betingelsen $\bar{S} - 2 > \sigma$, hvilket indikerer en statistisk signifikant overtrædelse af CHSH-uligheden.

Inkluderingen af statistisk usikkerhed er essentiel i en Bell-test, da små fluktuationer i fotontællinger ellers kan føre til tilsyneladende overtrædelser, som ikke er fysisk meningsfulde. Ved at demonstrere, at den observerede overtrædelse forbliver større end den eksperimentelle usikkerhed, kan resultatet ikke tilskrives tilfældige statistiske effekter eller målestøj. I stedet er de observerede korrelationer i overensstemmelse med den kvantemekaniske beskrivelse af sammenfiltrede tilstande, hvor de to fotoners polarisationsegenskaber ikke kan tildeles uafhængigt. Bell-testen giver derfor stærk eksperimentel evidens for ægte ikke-klassiske korrelationer og fremhæver den fundamentale forskel mellem klassiske og kvantemekaniske beskrivelser af naturen.