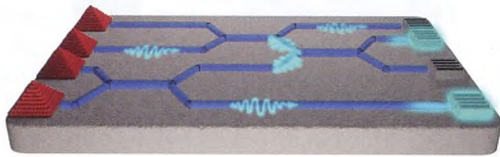


Enkeltfotonkilder

Af Niels Gregersen, DTU Fotonik

Enkeltfotonkilden er en lyskilde, der udsender kvantiseret lys i form af enkelte fotoner ind i en veldefineret optisk kanal. Den er en central komponent inden for optisk kvanteinformationsteknologi, hvor udnyttelsen af fotonens kvantemekaniske egenskaber muliggør eksempelvis ubrydelig kryptering og konstruktionen af en optisk kvantecomputer. I denne artikel gennemgår vi enkeltfotonkildens fundamentale egenskaber og dens anvendelser inden for kvanteinformation.



Figur 1: Optisk kvanteinformation på en chip. Enkelte fotoner (lyseblå) udsendes af enkeltfotonkilder (røde pyramider til venstre) og interfererer med hinanden i bølgelederne (mørkeblå). Fotonerne måles af enkeltfotondetektorer (mørkegrå til højre).

Selvom elektronikindustrien i dag er baseret på halvlederteknologi, er funktionaliteten af vores laptops og smartphones grundlæggende klassisk. Inden for kvanteinformationsteknologi ønsker man direkte at udnytte kvantemekaniske egenskaber såsom superposition og sammenfiltrering til at opbygge nye funktionaliteter. Den hellige gral er kvantecomputeren, hvor massiv parallelisering gennem superpositionsprincippet giver kvantecomputeren mulighed for at udføre visse beregningsopgaver, hvor tidsforbruget stiger polynomialt med opgavens omfang i stedet for eksponentielt, som på en klassisk computer. I 2001 blev det vist af Knill *m.fl.* [1], at en optisk kvantecomputer kan opbygges alene ved hjælp af enkeltfotonkilder, detektorer og almindelige optiske komponenter såsom spejle og bølgeledere. Arkitekturen er skitseret i figur 1, der illustrerer en flad chip, hvor alle komponenterne er implementerede på selve chippen. At anvende en optisk platform til kvantecomputeren, hvor kvantebits kodes på enkelte fotoner, giver en række fordele: Fotonen er en "flyvende" kvantebit og derfor velegnet til kommunikation mellem separate enheder på chippen, den vekselvirker svagt med omgivelserne og er derfor robust overfor dekohærens, og den kan nemt manipuleres vha. almindelige "off-the-shelf" optiske komponenter.



Figur 2: Scenariet inden for sikker kommunikation. Alice og Bob ønsker at kommunikere uden at blive aflyttet af Eve.

En anden kvanteinformationsteknologi, der allerede findes på markedet, er sikker kommunikation baseret

på kvantekryptografi. Her ønsker to parter, Alice og Bob, at kommunikere med hinanden over en optisk kanal, (figur 2) uden at de kan aflyttes af en tredje part Eve. Dette kan gøres ved at kode bitstrømmen på eksempelvis polarisationen af enkelte fotoner. Det såkaldte "no-cloning"-teorem [2] dikterer, at perfekt kopiering af fotonens kvantetilstand er umulig, og Eve kan derfor ikke aflytte datastrømmen uden at påvirke denne. Denne påvirkning kan detekteres af Alice og Bob, der nu ved, at de bliver aflyttede.

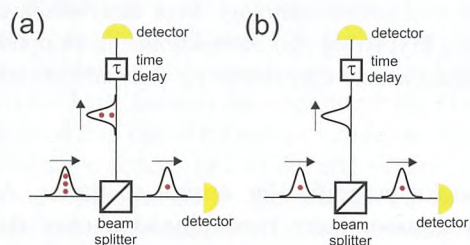
For både den optiske kvantecomputer og inden for kvantekryptografi er enkeltfotonkilden altså en central byggesten.

Enkeltfotonkildens egenskaber

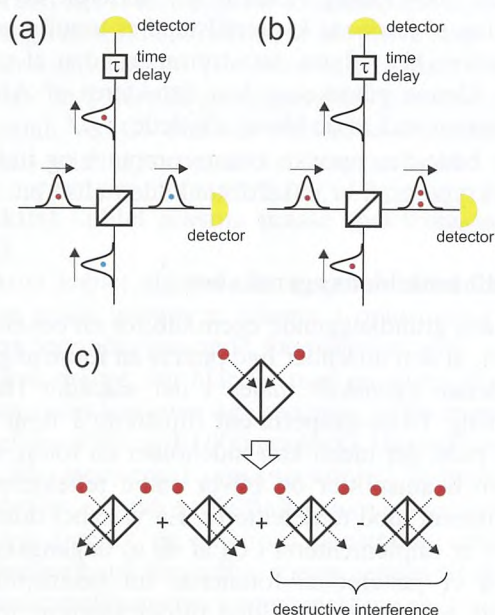
Den mest grundlæggende egenskab for en enkeltfotonkilde er, at den udsender lige præcis én foton af gangen [3]. Denne egenskab måles i det såkaldte Hanbury Brown og Twiss-eksperiment illustreret i figur 3. En optisk puls, der ideelt kun indeholder én foton, sendes mod en beamsplitter og bliver enten reflekteret eller transmitteret mod to detektorer. En variabel tidsforsinkel τ er implementeret i en af de to udgangskanaler, og den er justeret så fotonerne fra beamsplitterens udgange ankommer samtidigt til detektorerne for $\tau = 0$. Antallet af fotoner i pulsen kan nu karakteriseres ved at måle autokorrelationsfunktionen $g^{(2)}(\tau = 0)$: Eksperimentet foregår ved at lade enkeltfotonkilden sende lypulser mod beamsplitteren og ved at måle antallet af samtidige detektioner i de to detektorer som funktion af τ . Hvis input-pulsen indeholder flere fotoner som vist i figur 3(a), vil nogle fotoner blive reflekterede, hvor andre bliver transmitterede, hvilket fører til koincidensmålinger i de to detektorer for $\tau = 0$. Men hvis pulsen kun indeholder en enkelt foton som illustreret i figur 3(b), så vil denne foton enten blive transmitteret eller reflekteret, og ingen samtidige detektioner finder sted.

Det næste krav til enkeltfotonkilden er, at de udsendte fotoner skal være kvantemekanisk uskelnelige [3], således at fotonerne har samme bølgelængde, fasevariation over pulsen, polarisation, optisk "mode" o.s.v. Med optisk "mode" menes her en specifik elektromagnetisk feltprofil, der er løsning til Maxwell's ligninger. Fotonernes uskelnelighed karakteriseres i Hong-Ou-Mandel-eksperimentet vist i figur 4. I dette eksperiment indsendes to enkeltfotonpulser mod en beamsplitter, og pulserne transmitteres eller reflekteres ind i udgangska-

alerne. En variabel tidsforsinkelse τ implementeres igen, så fotonerne ankommer samtidigt til detektorerne for $\tau = 0$. Eksperimentet foregår nu ved at indsende fotoner langs indgangskanalerne og ved igen at måle korrelationsfunktionen $g^{(2)}(\tau = 0)$, der beskriver antallet af simultane detektionsbegivenheder som funktion af tidsforsinkelsen.



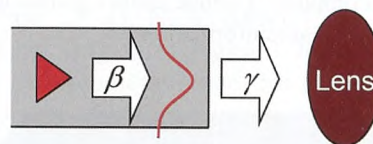
Figur 3: Hanbury Brown og Twiss-eksperimentet illustreret når input-pulsen indeholder (a) multiple fotoner og (b) kun en enkelt foton.



Figur 4: Resultat af Hong-Ou-Mandel-eksperimentet for (a) sknelige og (b) uskelnelige fotoner. (c) Mulige outputtilstande.

De indsendte fotoner kan forlade beamsplitteren enten langs separate udgangskanaler (figur 4(a)) eller i samme udgangskanal (figur 4(b)). Hvis de to fotoner er kvantemekanisk sknelige, kan de forlade beamsplitteren langs forskellige udgangskanaler, så $g^{(2)}(\tau = 0) \neq 0$. Men hvis fotonerne er uskelnelige i alle frihedsgrader og rammer beamsplitteren samtidigt, vil de altid forlade beamsplitteren i samme udgangskanal som illustreret i figur 4(b), hvilket fører til $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$. Dette fænomen kaldes Hong-Ou-Mandel-effekten og kan forklares ud fra en kvanteoptisk betragtning af sandsynlighederne af de fire mulige udgangstilstande som skitseret i figur 4(c). Sandsynlighedsamplituden for, at fotonerne forlader beamsplitteren via separate udgange, består i to bidrag, svarende til, at fotonerne enten begge reflekteres eller transmitteres. For uskelnelige fotoner interfererer disse bidrag destruktivt med hinanden [4], og kun de to øvrige konfigurationer, hvor fotonerne forlader beamsplitteren sammen, er mulige.

Enkeltfotonkildens tredje vigtige karakteristika [3] er dens lysintensitet eller effektivitet [5]. Den ideelle enkeltfotonkilde bør være deterministisk og udsende enkelte fotoner “on demand”. Den skal virke som en “enkeltfotonkanon”, således at hvert tryk på aftrækkeren udsender præcist én foton i den opsamlende optik, som typisk er en mikroskoplins. Effektiviteten ϵ defineres så som antallet af fotoner detekteret i linsen per aftrækning.



Figur 5: Model for effektiviteten i et kvante-elektrodynamik-design. Den røde trekant repræsenterer lyskilden.

Inden for designstrategier baseret på kvante-elektrodynamik bliver effektiviteten karakteriseret vha. to parametre som illustreret i figur 5. Den første parameter er den spontane emissionsfaktor β , der beskriver den brøkdelen af lyset, der kobles fra kilden til den optiske “mode” af interesse. β -faktoren kan skrives som

$$\beta = \frac{\Gamma_M}{\Gamma_M + \Gamma_{BG}}, \quad (1)$$

hvor Γ_M er den spontane emissionsrate ind i den optiske “mode”, og Γ_{BG} er emissionsraten ind i baggrunds-“modes”. Den anden parameter er udkoblingseffektiviteten γ , der beskriver brøkdelen af lys transmitteret fra den optiske mode til den første objektivlinse. I dette billede er effektiviteten ϵ givet ved produktet $\beta\gamma$. I et multifoton-eksperiment med j fotoner skalerer den totale succes-sandsynlighed som ϵ^j . Inden for skalerbar optisk kvanteinformation med et stort antal fotoner skal effektiviteten af fotonudsendelsen derfor være så tæt på 1 som muligt.

Metoder

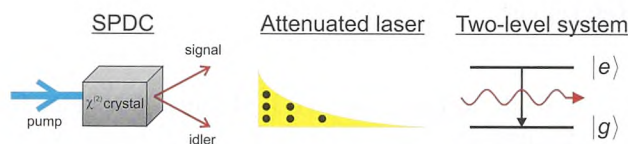
Den dominerende metode til at producere enkelte fotoner har i lang tid været spontan parametriske nedkonvertering (SPDC). Lad os huske på, at i et isotropisk materiale er polarisationen \mathbf{P} relateret til det elektriske felt \mathbf{E} som

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots \right) \quad (2)$$

hvor $\chi^{(n)}$ er n -ordens susceptibiliteter. I SPDC-metoden anvendes en ikke-lineær krystal med $\chi^{(2)} \neq 0$ som for eksempel lithiumniobat, der, som vist i figur 6, belyses med en kraftig pumpe laser med en energi $\hbar\omega_p$. Såfremt visse fasematchningsbetingelser er opfyldt, muliggør ulineariteten konvertering af en pumpefoton til to enkelte fotoner, en “signal”- og en “lediggænger”-foton med respektive energier $\hbar\omega_s$ og $\hbar\omega_i$, således at $\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i$. Ved at filtrere “lediggænger”-fotonen fra, kan SPDC-processen således producere enkelte fotoner. Fordelene ved metoden er dens enkle implementering i laboratoriet og “signal”- og “lediggænger”-fotonernes høje grad af uskelnelighed. Den primære

ulempe er, at nedkonverteringsprocessen i sagens natur er probabilistisk, hvilket fører til typisk effektivitet under 0.01. Effektiviteten kan forbedres ved at hæve pumpe-effekten, men prisen, der betales, er en signifikant stigning i antallet af multifotonpulser. Den probabilistiske natur begrænser derfor SPDC-metoden til eksperimenter, der kun involverer en håndfuld fotoner.

Fra et kommercielt synspunkt er en anden vigtig kilde den dæmpede laser. En puls udsendt af en konventionel diodelaser propagerer igennem et absorberende materiale og dæmpes til enkeltfoton-niveau. Fordelen ved den dæmpede laser er igen dens enkelthed, og den primære ulempe er, at dæmpningen igen er en probabilistisk proces, som resulterer i enten lav effektivitet eller væsentlig sandsynlighed for multifoton-begivenheder. Derudover er de udsendte fotoner ikke uskelnelige, hvilket forhindrer deres brug i de fleste kvanteoptiske eksperimenter. På trods af dette er den dæmpede laser en vigtig komponent i kommercielle produkter til kvantekryptografi, hvor der ikke er behov for ren enkeltfotonproduktion og for høj grad af uskelnelighed.

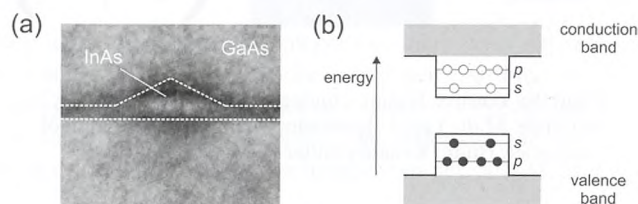


Figur 6: De vigtigste metoder til at producere enkelte fotoner.

En løsning på SPDC og den dæmpede lasers probabilistiske begrænsninger er i stedet at anvende et to-niveau-system som vist i figur 6, hvor en elektron kan besætte enten en grundtilstand $|g\rangle$ eller en eksiteret tilstand $|e\rangle$ med tilhørende respektive energier E_g og E_e . Systemet befinder sig først i grundtilstanden og er dernæst eksiteret ved hjælp af en optisk eller elektrisk puls, hvorefter elektronen vender tilbage til grundtilstanden ved at udsende en enkelt foton $\hbar\omega_0 = E_e - E_g$ via spontan emission. Den primære fordel ved to-niveau-systemet, ofte refereret til som en kvante-emitter, er, at det øvre niveau kun kan indeholde én elektron ad gangen, hvilket sikrer, at kun én foton bliver udsendt per eksitationspuls. Derudover er den spontane emission en deterministisk proces. Endeligt er det muligt at strukturere kvante-emitterens omgivelser, således at lysudsendelsen dirigeres mod den ønskede udgangskanal og høj effektivitet nær 1 kan opnås.

Et arbitrært faststofsystem med diskretiserede energiniveauer kan i princippet anvendes som et to-niveau-system. En særdeles moden platform til en deterministisk enkeltfotonkilde er InAs-kvantepunktet dyrket i et GaAs værtsmateriale vist i figur 7(a). Kvantepunktet består af en pyramideformet ø af InAs-atomer omgivet af GaAs. På grund af InAs' mindre båndgab vil den elektroniske bølgefunktion være fuldt begrænset i alle tre dimensioner. Dette fører til diskretiserede energiniveauer i lednings- og valens-båndene som illustreret i figur 7(b), og kvantepunktet kan derfor betragtes som et "kunstigt atom". En ulempe ved InAs kvantepunkter

er, at de aldrig er helt ens og dermed har forskellige energiniveauer. Emissionsspektret fra en InAs kvantepunktsprøve er derfor karakteriseret ved en stærk inhomogen forbredding med typiske emissionsbølgelængder mellem 900 og 950 nm. Den laveste s energitilstand i ledningsbåndet anvendes typisk som den eksiterede tilstand.



Figur 7: Skannende-elektron-mikrograf (a) og energiniveau-diagram (b) for et InAs kvantepunkt.

Den optiske antenne

Hvor InAs kvantepunkter generelt besidder en intern kvante-effektivitet nær 1, dvs. den eksiterede tilstand henfalder via spontan emission og ikke gennem ikke-radiativ rekombination, består en væsentlig udfordring i ingeniørarbejdet i at sikre effektiv ekstraktion af den udsendte foton [5]. Figur 8 opsummerer de vigtigste mulige strategier til at sikre effektiv lysekstraktion. Den enkleste metode er at gro kvantepunkter i et uniformt ustruktureret "bulk"-materiale. Her er kompliceret mikrofabrikation unødvendig, og manglen på omgivende strukturering betyder, at potential-landskabet nær kvantepunktet er forholdsvis stabilt over tid, hvilket favoriserer udsendelsen af uskelnelige fotoner med samme energi. Ulempen er en meget lav opsamlingseffektivitet. Som illustreret i figur 8 bliver lys af symmetriårsager udsendt i alle retninger, hvilket begrænser effektiviteten til omkring 0.01.

For at hæve effektiviteten er det derfor nødvendigt at strukturere det omkringliggende fotoniske landskab, og designopgaven består grundlæggende i at konstruere en optisk antenne. Nu er en stor del af læserne sikkert gamle nok til at kunne huske de "Yagi-Uda"-type tagantennener af metal vist i figur 8, som før fibernetværkets tid leverede TV og radiosignaler til huset. Antennedesign i radiobølgeområdet er veletableret, og en umiddelbar naturlig strategi er at genanvende disse principper i designet af enkeltfotonkilden. Her spiller tre faktorer dog ind: 1) Den grundlæggende antagelse i antenne-design i radiobølgeområdet er, at metaller fungerer som perfekte elektriske ledere, og intet lys penetrerer ind i dem. 2) For at beskytte kvantebittens tilstand fra omgivelserne, skal energiforskellen $E_e - E_g$ være betydeligt større end den termiske energi $k_B T \approx 6$ THz ved stuetemperatur. Derfor er man i kvanteoptik tvunget til at arbejde med optiske eller nær-infrarøde frekvenser. 3) Hvor metaller kan antages at være perfekte ledere i radiobølgeområdet, holder denne antagelse ikke ved optiske frekvenser. Her trænger lys betydeligt ind i antennestrukturen, hvilket fører til ohmsk tab i metallet. Kombinationen af disse tre faktorer har betydet, at et

direkte genbrug af metal-baserede designs indtil videre ikke har ført til de bedste enkeltfotonkilder.

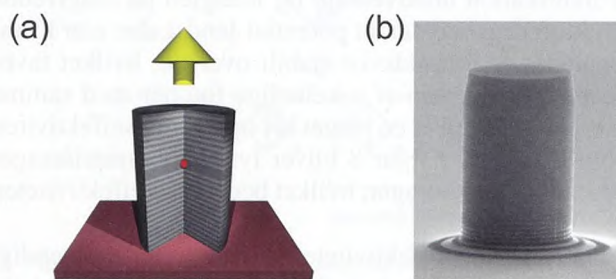


Figur 8: Venstre: Kvantemitter i et ustruktureret “bulk”-materiale. Midt: Yagi-Uda-antenne opererende ved radiobølglængder. Højre: Kvantemitter i en optisk kavitet.

Den hidtil mest succesfulde strategi til at konstruere en effektiv enkeltfotonkilde er baseret på kvanteelektrodynamik. Her placeres kvantemitteren i en optisk kavitet som illustreret i figur 8. Lys vil stadig udsendes i alle retninger, men lysudsendelsen ind i den optiske kavitetsmode bliver her forstærket af den såkaldte Purcell-effekt: Emissionsraten ind i kavitetens moden er givet ved den såkaldte Purcell-faktor F_P

$$F_P = \frac{\Gamma_M}{\Gamma_B} = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V_n}, \quad (3)$$

hvor Γ_B er emissionsraten i et uniformt “bulk”-medium, Q er kavitetens kvalitetsfaktor, og V_n er kavitetens normaliserede modevolumen. Fra ligningerne (1)-(3) ser vi, at effektiviteten kan maksimeres ved at vælge en høj Q -faktor og et lille modevolumen.



Figur 9: (a) Skitse af mikrosøjlegeometrien. Den røde sfære illustrerer kvantepunktet. (b) Skannende-elektron-mikrograf af en fabrikeret mikrosøjle.

Den hidtil mest succesfulde enkeltfotonkilde er mikrosøjlen vist i figur 9. Den består af en vertikal GaAs søjle med en typisk diameter på $\approx 2 \mu\text{m}$ placeret på et substrat. Kvantepunktet befinder sig i en vertikal kavitet omgivet af Bragg-spejle bestående af vekslende lag af GaAs og AlAs. Bundspejlet er tykkest og har dermed en højere reflektivitet end topspejlet, og lyset bliver derfor primært udsendt opad med en Gaussisk fjernfjeldsprofil velegnet til indkobling i en optisk fiber. I 2013 førte en optimal kombination af Q og V_n til demonstrationen af effektivitet op til 0.79 [6] fra en mikrosøjle. I 2016 blev næsten perfekt uskelnelighed af de udsendte fotoner og ren enkeltfoton-udsendelse med en sandsynlighed for multifotonudsendelse $g^{(2)}(\tau = 0) < 0.01$ demonstreret [7], dog med en noget lavere opsamlings-effektivitet på 0.33.

Perspektiver

I 2018 lancerer den Europæiske Union et nyt forskningsflådeskib inden for kvanteinformationsteknologi med et budget på 1 mia. €, og det forventes, at optiske teknologier kommer til at udgøre en væsentlig del af programmet.

Konstruktionen af en enkeltfotonkilde, der kombinerer ren enkeltfotonudsendelse, effektivitet over 0.99 og perfekt uskelnelighed er stadig en udfordring. Når den en dag kommer, vil den blive en af nøglekomponenterne i eksperimenter, der potentielt involverer snesevis af fotoner på vejen mod at etablere skalerbar kvanteinformationsteknologi. Udfordringen i dens konstruktion følges ikke bare i den akademiske verden, men også i industrien: Efterspørgslen på enkeltfotonkilder er så stor at de første firmaer dedikerede til produktionen af kilder er søsat. I Frankrig sælger firmaet Quandela kilder baseret på mikrosøjlegeometrien, og i Danmark er vi også godt med: Fra opstarts-firmaet Sparrow Quantum fra Niels Bohr Institutet kan man i dag købe færdige enkeltfotonkilder baseret på en planar chip-teknologi.

Referencer

1. E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn, A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature* **409**, 46–52 (2001).
2. W. K. Wootters, W. H. Zurek, A single quantum cannot be cloned. *Nature* **299**, 802–803 (1982).
3. J. Piprek, *Handbook of Optoelectronic Device Modeling and Simulation* (CRC Press, 2017), bd. 2, kap. 46, s. 585–608.
4. C. C. Gerry, P. L. Knight, *Introductory Quantum Optics* (Cambridge University Press, 2008).
5. N. Gregersen, P. Kaer, J. Mørk, Modeling and Design of High-Efficiency Single-Photon Sources. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron* **19**, 9000516 (2013).
6. O. Gazzano, S. M. de Vasconcellos, C. Arnold, A. Nowak, E. Galopin, I. Sagnes, L. Lanco, A. Lemaitre, P. Senellart, Bright solid-state sources of indistinguishable single photons. *Nature Communications* **4**, 1425 (2013).
7. X. Ding, Y. He, Z.-C. Duan, N. Gregersen, M.-C. Chen, S. Unsleber, S. Maier, C. Schneider *m.fl.*, On-Demand Single Photons with High Extraction Efficiency and Near-Unity Indistinguishability from a Resonantly Driven Quantum Dot in a Micropillar. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 020401 (2016).



Niels Gregersen er lektor på instituttet for Fotonik på Danmarks Tekniske Universitet og arbejder med design af kilder af kvantiseret lys. Han underviser i kurserne “Kvanteoptik” og “Nanooptik”.