

Kvante Teleportation

Jens Lykke Sørensen og Eugene S. Polzik, Institut for Fysik og Astronomi, Aarhus Universitet..

Ser man efter i Webster's Dictionary [1] vil man opdage at ordet *teleportation* på engelsk dækker over det at flytte ting ved hjælp af tankens kraft. Den definition, som vil blive brugt i det følgende, er nu nærmere inspireret af science fiction litteraturen, hvori man transporterer objekter tilsyneladende momentant ved at destruere dem et sted og samle dem andetsteds. Helt præcist bruger vi her ordet teleportation for processen, hvori man flytter et objekt udelukkende ved at transmittere informationen, som er nødvendig for at beskrive objektet.

Ikke Klonings Teoremet

Heisenberg's usikkerheds relationer fortæller os at vi ikke samtidigt kan måle to observable, hvis operatorer ikke kommuterer. Dette kunne for eksempel være sted x og impuls p for en partikel i en dimension

$$[x, p] = i\hbar. \quad (1)$$

Antager vi at partiklens impuls bliver målt til tiden t , ved vi at bølgefunktionen efter målingen er en impuls egentilstand beskrevet ved en plan bølge

$$\psi(x) = \exp(ikx)/\sqrt{2\pi V} \quad (2)$$

hvor $k = p/\hbar$. Denne bølgefunktion indeholder tydeligvis ingen information om positionen af partiklen. Havde vi omvendt valgt at måle partiklens position x_0 ville partiklen være beskrevet ved bølgefunktionen

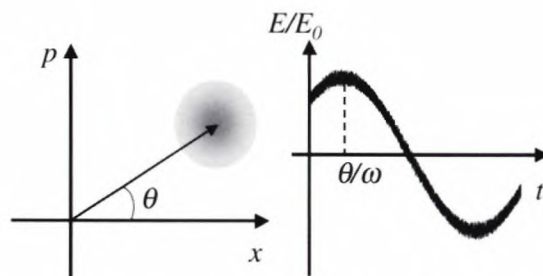
$$\psi(x) = \delta(x - x_0) \quad (3)$$

hvor $\delta(x)$ er Diracs deltafunktion. I impulsrummet er partiklen nu beskrevet ved en plan bølge, hvilket viser at impulsen ikke er veldefineret.

Vi kan altså ikke opnå kendskab til alle partiklens egenskaber via målinger og derfor kan vi heller ikke klon partiklens kvantetilstand beskrevet ved $\psi(x)$. Dette er indholdet af Ikke Klonings Teoremet.

Umiddelbart lyder dette som en krævende men ikke desto mindre trivial opgave, hvilket også er tilfældet så længe vi arbejder på et makroskopisk plan. I den mikroskopiske verden beskrevet ved kvantemekanikken

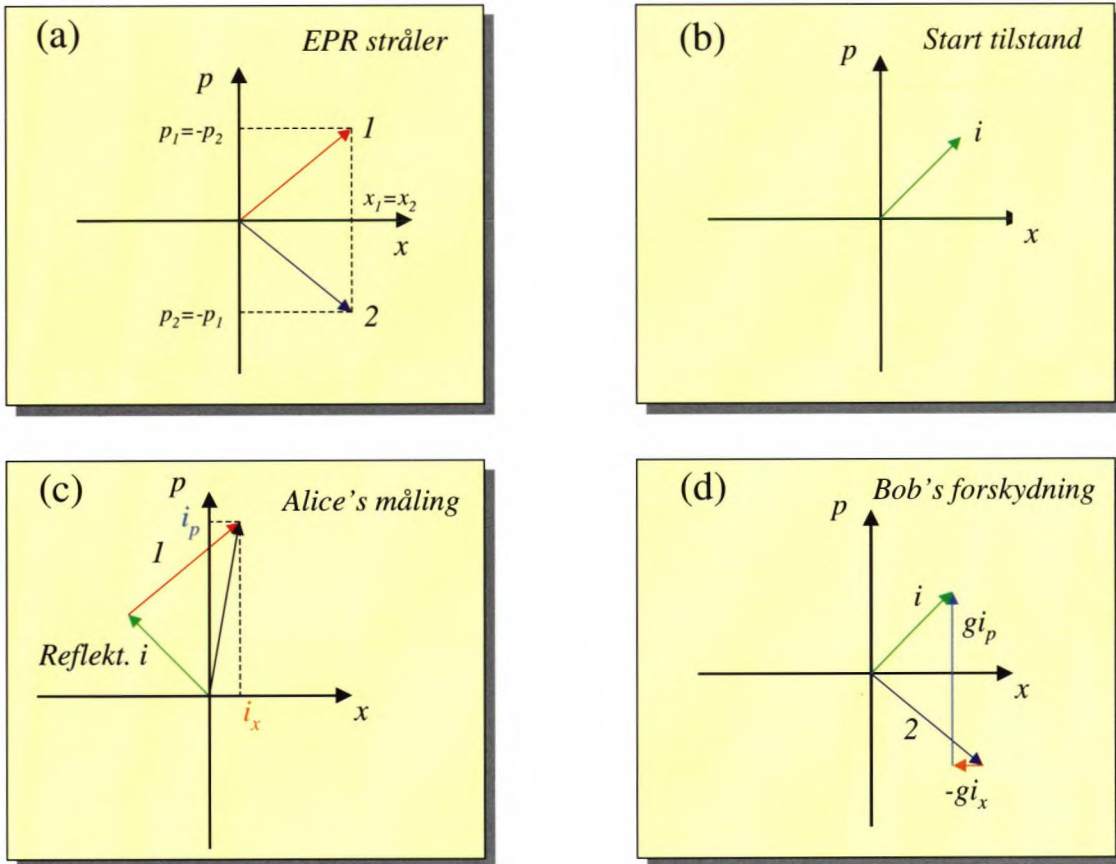
er teleportation derimod en kompliceret proces som ved første øjekast synes umulig. For at forstå problemerne forbundet med kvante teleportation må vi bevæge os ind i det, i fysikken relativt nye felt, kaldet kvante information [2]. Her opfylder det såkaldte *Ikke Klonings Teorem* [3] en central plads. Dette udtaler sig i grove træk om at det ikke er muligt at kopiere en kvantetilstand. Derfor er en måling i klassisk forstand på objektet, som skal teleporteres, ikke mulig, da den herved opnåede klassiske information uden problemer vil kunne kopieres og derved sætte os i stand til at klon objektet. Grunden til at det berømte får Dolly kunne klones er at oplysningerne, som er gemt i DNA strengene, dybest set er klassisk information som kan kopieres, men set i lyset fra kvantemekanikken er Dolly og dets kopier langt fra kloner.



Figur 1. x, p repræsentation af en ideel laserstråle illustreret ved vektoren til venstre. Cirklen illustrerer usikkerheden i en samtidig bestemmelse af x og p for laserstrålen. Til højre ses den tilsvarende tidsudvikling af det elektriske felt. Fasen θ af feltet er givet ved vinklen af vektoren med x akse.

En kvante teleportation kan altså ikke omfatte en måling, som vil give os informationer om objektets tilstand, da dette vil være i strid med Ikke Klonings Teoremet. Men, som vi skal se senere, opfylder en klasse af målinger kendt som *Bell målingerne* netop kriteriet, at de ikke giver direkte oplysninger om objektet, men rettere om korrelationer mellem objektet, som vi vil teleportere, og et referenceobjekt. Hvis dette referenceobjekt vælges til at være tilstrækkelig udefineret i en kvantemekanisk forstand, viser det sig at kvante teleportation er mulig i praksis.

Den umådelige mængde informationer som nødvendigvis må transmitteres for at teleportere et makroskopisk objekt som for eksempel et menneske gør tydeligvis opgaven uoverkommelig med vores nuværende teknologi, og praktiske anvendelser begrænser sig til områder, hvor det er påkrævet at flytte relativt få kvantesystemer. Dette kan for eksempel nemt



Figur 2. (a) Et øjebliksbillede af EPR strålerne. Det ses at p kvadraturerne er antikorrelerede mens x kvadraturerne er korrelerede. (b) Samme øjebliksbillede af start tilstanden i . (c) Alice's måling i et x, p diagram. På grund af et faseskift ved refleksionen på 50% spejlet ser Alice den i p akse spejlede tilstand i . Alice's 2 detektorer måler hhv. projektionen på x akse, i_x og på p akse, i_p , af den resulterende vektor $i + 1$. (d) Efter en passende forstærkning, g , af de klassiske signaler i_x og i_p forskyder Bob nu den tilbageværende EPR stråle 2 langs x akse med $-gi_x$ og langs p akse med gi_p . Fortegnsskiftet på x forskydningen er påkrævet pga. at x_1 og x_2 er korrelerede i modsætning til p_1 og p_2 , som er antikorrelerede. Som illustreret opnår Bob herved netop at genskabe i ved sine manipulationer af 2. På figurene herover er $g = 1$, men i praksis er et g i nærheden af 140 påkrævet.

vise sig at blive nødvendigt i *kvantecomputeren*, hvor man gemmer og bearbejder information, som er kodet i kvantesystemer. Dette kunne være i spin frihedsgraden af en elektron, den indre tilstand af et atom osv. Da den lagrede information i kvantecomputeren er yderst skrøbelig og nemt udviskes ved kontakt med omgivelserne, kan kvante teleportation vise sig at være et nyttigt redskab til at transportere kvante informationen, som netop gør at dette apparat adskiller sig fra konventionelle computere.

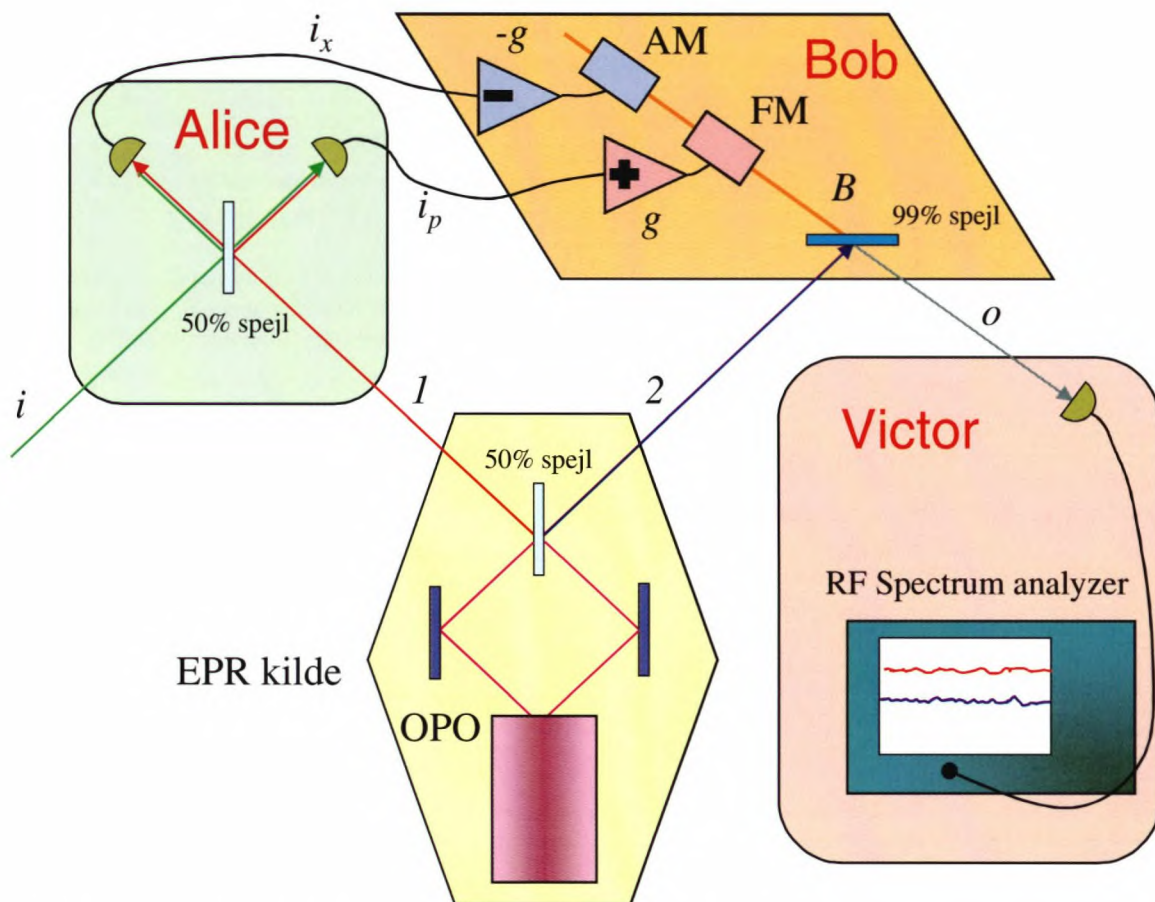
Ikke lokalitet og kvanteinformation

En fundamental ting i kvantemekanikken, som gør teleportation på kvanteplan mulig, er *ikke lokalitet*. Dette begreb, som Einstein aldrig kunne forliges med, angreb han sammen med Podolsky og Rosen (EPR) i den berømte artikel fra 1935 [4]. Heri fremsattes det gedanken eksperiment, som senere er blevet

kendt som EPR paradokset. Dette opstår hvis man udelukkende forlader sig på lokal realisme, men som Bohr viste [5] forsvinder paradokset hvis man lader kvantemekanikken beskrive gedanken eksperimentet.

Den form for ikke lokalitet, som anvendes i kvante teleportation, kan anskueliggøres som følger: Vi forestiller os en atomkerne i hvile, som henfalder til to skadelige men ellers ens fragmenter på stedet $x = 0$. Med skadelige mener vi at fragmenterne har samme masser men f.eks. modsat rettede spin. Impulsbevarelsen fortæller os nu at impulserne af de to fragmenter er lige store og modsat rettede $p_1 = -p_2$. Derfor ved vi, at vi altid kan finde fragmenterne placeret symmetrisk omkring $x = 0$. Kvantemekanisk betyder dette at fragmenterne til tiden t er beskrevet ved bølgefunktionen

$$\Psi_{12}(x) = 2^{-1/2} \left(|x_0\rangle_1 | -x_0\rangle_2 - | -x_0\rangle_1 | x_0\rangle_2 \right) \quad (4)$$



Figur 3. Skitse af teleportations eksperimentet. EPR kilden udgøres af to OPO'er. Disse parametriske forstærkede outputs, blandes på et 50% gennemsigtigt spejl med en passende faseforskel. Herved dannes to EPR korrelerede stråler 1 og 2. Alice blander 1 med start tilstanden i på et 50% gennemsigtigt spejl og måler hhv. kvadraturene x og p af de to herved frembragte stråler. Resultaterne i_x og i_p sendes over en klassisk kanal til Bob, hvor i_x forstærkes g gange og inverteres, mens i_p blot forstærkes med faktoren g . De forstærkede signaler driver henholdsvis en amplitude modulator (AM) og en fase modulator (FM). Modulatorerne virker på en kraftig laserstråle, som blandes med den tilbageværende EPR stråle 2 igennem et 99% reflekterende spejl. Herved bevares kvante egenskaberne af 2 og forskydninger i x , p rummet kan udføres jfr. figur 2. Som følge af forskydningerne dannes tilstanden o , på hvilken Victor måler enten x eller p for at sammenligne støjen i disse med støjen i i og herved udregne en Fidelitet. Støjmålingen udføres på en RF spectrum analyzer.

hvor x_0 er fragmenternes afstand til $x = 0$ til tiden t . En ket som $|x_0\rangle_1$ skal forstås som en bølgepakke for fragment 1 med middelpositionen x_0 og en vis spredning. Giver vi os nu til at måle positionen af fragmenterne *samtidigt* finder vi at såfremt fragment 1 er på stedet x_0 vil vi altid finde fragment 2 på stedet $-x_0$ og vice versa. Dette er selvom fragmenternes individuelle positioner fra begyndelsen er behæftede med en vis usikkerhed. Således vil fragment 2 altså manifestere sig på positionen $-x_0$ tilsyneladende øjeblikkeligt når positionen af fragment 1 bliver kendt via en måling. Antager man at vores verden fysisk set er lokal udgør ovennævnte situation et paradoks, da intet signal kan nå at udbrede sig fra fragment 1 til fragment 2 i tidsrummet mellem målingerne på de to fragmenter. Altså er begivenheder på stedet $-x_0$ betingede af begivenheder på stedet x_0 selvom de to positioner ikke er kausalt forbundne. Et lignende paradoks kunne opstilles ved at betragte frag-

menternes impulser. Som vi skal se er ikke lokalitet delt mellem to eller flere partikler, som beskrevet ved Ψ_{12} , nyttig, idet den udgør en kanal igennem hvilken kvanteinformation kan overføres. Netop manifestationen af fragment 2 som følge af målingen på fragment 1 kan anses som en overførsel af kvanteinformation fra stedet $x = x_0$ til $x = -x_0$.

Hadde vi i stedet for sted og impuls af partiklerne betragtet deres indbyrdes spin korrelationer, ville vi kunne have udnyttet disse til at teste kvantemekanikken mod fysiske teorier baseret på lokal realisme. Dette er muligt fordi en to partikel spin tilstand som skabt ved ovennævnte henfald vil kunne bryde Bell's uligheder [6]. Dette er allerede demonstreret eksperimentelt talrige gange [7]. I relation til teleportation kan spin korrelation udnyttes til at teleportere diskrete kvantemekaniske variable [8].

Kvante teleportation af laserlys

Teknisk set har det vist sig at ikke lokale tilstande som Ψ_{12} er relativt nemme at producere optisk. Derfor er det nærliggende eksperimentelt at prøve at teleportere lys. I praksis teleporterer vi en laserstråle, som såvel klassisk som kvantemekanisk kan beskrives fuldstændig ved at specificere amplituden og faserne af de elektromagnetiske svingninger. Her vælger vi at beskrive laserstrålen ved kvadraturerne x og p . Givet et elektrisk felt $\hat{E}$ svingende med frekvensen $\omega/2\pi$ er kvadraturerne defineret som

$$\hat{E}(t) = E_0(\hat{x} \cos \omega t + \hat{p} \sin \omega t) \quad (5)$$

og det kan vises at disse observable faktisk er ækvivalente med sted og impuls for en partikel i et harmonisk potentiale. Det er instruktivt at afbilde tilstanden af laserstrålen i et x, p diagram, som vektoren vist i figur 1. Da x og p ikke kommuterer er endepunktet for vektoren ikke helt veldefineret, men behæftet med en usikkerhed illustreret ved den skraverede cirkel. Målet med vores kvante teleportation er at overføre information om kvadraturerne så præcist som muligt fra et sted til et andet.

Teleportationen foregår mellem to stationer, her kaldet Alice og Bob. Alice foretager de nødvendige målinger på laserstrålen, i , som skal teleporteres, og Bob genskaber laserstrålen andetsteds. Alice og Bob er forbundet af to kommunikations kanaler: En klassisk og en kvantekanal. For at åbne en kanal for kvanteinformation mellem Alice og Bob producerer vi to laserstråler, 1 og 2, som er relaterede til hinanden således at $x_1 = x_2$ og $p_1 = -p_2$. Disse er altså korrelerede i en EPR forstand, som beskrevet tidligere. Den klassiske kanal er her blot to stykker elektrisk kabel, som bærer nogle analoge signaler. Det skal bemærkes at kvadraturerne er kontinuerte frihedsgrader og at vi derfor er nødt til at overføre en løbende strøm af informationer. Dette står i modsætning til teleportation af diskrete frihedsgrader, hvor blot overførsel af to klassiske bits er påkrævet i den klassiske kanal for at fuldføre teleportationen [9].

Ifølge vores diskussion af Ikke Klonings Teoremet må Alice lave en Bell måling på i . Dette gøres ved at blande EPR strålen 1 med i på et halv gennemsigtigt spejl, der netop transmitterer 50% og reflekterer 50% af lyset. Af de to herved fremkomne laserstråler måler Alice nu kvadraturerne x af den ene og p af den anden. Ideelt set er EPR strålerne 1 og 2 betragtet hver for sig uendelig støjende, således at Alice ved sine målinger ikke opnår nogen information om i , men blot videre-sender en massiv optisk støj omsat til elektriske signaler. EPR naturen af strålerne 1 og 2 er skyld i at støjen af den ene er korreleret med støjen i den anden, således at $\delta x_1 = \delta x_2$ og $\delta p_1 = -\delta p_2$. Dette udnytter Bob til at genskabe informationen om i ved at bruge støjen fra Alice's målinger til at annullere støjen i 2. Som illustreret i figur 2 opnår Bob samtidigt at genskabe en,

i princippet, perfekt kopi af i . Vi bemærker at Alice ved at blande i med den støjende 1 har slettet al information om laserstrålens oprindelige tilstand og herved lavet en total destruktiv måling som Ikke Klonings Teoremet kræver det.

I realiteten er EPR strålerne 1 og 2 hverken perfekt korrelerede eller uendelig støjende. Således vil den resulterende laserstråle produceret af Bob heller ikke være en eksakt kopi af i , men i stedet en velligende kopi, som vi kalder o . Ud over ikke ideelle korrelationer vil o også afvige fra i som følge af endelig effektivitet af Alice's detektorer, begrænset overlap på Alice's spejl osv. For at sætte tal på ligheden mellem i og o definerer vi Fideliteten, F , af vores teleportations system som overlappet mellem bølgefunktionerne beskrivende den indkommende og den udgående laserstråle

$$F = |\langle o | i \rangle|^2 \quad (6)$$

For eksperimentet beskrevet her, som bygger på laserstråler med gaussisk fordelt støj, kan Fideliteten udregnes til [10]

$$F = \frac{2}{\sqrt{(1 + \delta x_0^2)(1 + \delta p_0^2)}} \times \exp\left(-\frac{2|\alpha_0 - \alpha_1|^2}{\sqrt{(1 + \delta x_0^2)(1 + \delta p_0^2)}}\right) \quad (7)$$

hvor $|\alpha_0 - \alpha_1|$ er afstanden mellem vektorerne for o og i i et x, p diagram og δx_0^2 og δp_0^2 er varianserne af støjen i kvadraturerne for o . Vi har antaget at støjen i i udelukkende er kvantestøj, som vi normaliserer til 1, samt at i er en kohærent tilstand eller vakuum tilstanden. Ud fra definitionen af F ser vi at $F = 1$ svarer til ideel teleportation, da perfekt overlap mellem i og o kun kan opnås hvis de to tilstande er identiske. For at kontrollere vores teleportation indfører vi en tredje person, Victor, som dels producerer i til Alice og dels måler på o for Bob. Victor er tydeligvis i stand til at udregne Fideliteten af teleportationen.

Klassisk teleportation

Med henblik på senere at kunne påvise kvante teleportation, dvs. teleportation som ikke vil kunne reproduceres uden brug af ikke lokale kvantetilstande, vil vi nu se på den bedst mulige teleportation, som vi kan opnå udelukkende ved brug af klassiske (kohærente) laserstråler.

Vi udfører klassisk teleportation ved at blokere de to EPR stråler vist på figur 3. Set fra et kvantemekanisk synspunkt betyder dette at Alice og Bob nu kun får tilsendt elektromagnetisk vakuum fra EPR kilden. For Alice betyder dette at hun er i stand til at opnå betragtelig information om i ved sine målinger, og at hun herved må betale en pris. Prisen i dette tilfælde er 1 enhed af kvantemekanisk vakuum støj. Med dette mener vi mængden af støj, som nødvendigvis må optræde i alle tilstande af det elektromagnetiske felt, på

grund af at kvadraturerne x og p ikke kommuterer og vi følgelig ikke har et veldefineret fototal i vakuum tilstanden. Alternativt kan vi forstå støjen i Alice's målinger som et resultat af at hun samtidigt prøver at opnå viden om både x og p for laserstrålen i . Som en følge af Heisenberg's usikkerheds relation må denne måling nødvendigvis være behæftet med et minimum af støj givet ved vakuum støjen.

Uden EPR stråler til rådighed må Bob tage til takke med at manipulere vakuum tilstanden ud fra Alice's målinger. Som før nævnt indeholder vakuum tilstanden netop 1 enhed kvantestøj. Denne støj må nødvendigvis indgå i den teleporterede laserstråle o , da den er ukorreleret med alt andet og derfor ikke kan annulleres ligesom støjen i EPR strålen 2.

Alt i alt vil den bedste klassisk teleporterede laserstråle o have samme middelværdier som i , men o vil indeholde kvantestøjen fra i plus yderligere 2 enheder af vakuum støj. Indsætter vi dette i vores udtryk for Fideliteten (7), finder vi at den største Fidelitet som kan opnås klassisk i vores system er $F_{\text{klass}} = 1/2$.

Dette eksempel på klassisk teleportation har været specialiseret til kun at omfatte vores forslag til en teleportations protokol, men det kan faktisk vises mere generelt at man, så længe klassiske (lokale) tilstande anvendes, ikke kan overskride F_{klass} fundet herover [11].

Eksperimentet

Eksperimentelt er den største udfordring at frembringe to laserstråler i en fælles kvantetilstand, som udviser EPR korrelationer. Til dette formål bruger vi en Optisk Parametrisk Oscillator (OPO). Dette er en ikke lineær optisk resonator sammensat af en ring kavitet med et $\chi^{(2)}$ medium indeni. Resonatoren opereres under sin tærskel for parametriske oscillationer, således at den virker som en fasefølsom optisk forstærker. Når OPO'en opereres ikke degenereret er det velkendt at denne netop producerer to skelnelige EPR korrelerede modes af det elektromagnetiske felt [12]. For at producere to identiske EPR modes skal vi bruge lyset fra to degenererede OPO'er. Disse laver vi ved at pumpe vores ring kavitet i begge omløbsretninger. De to herved frembragte stråler overlappes nu på et 50% transmitterende spejl med en faseforskel på $\pi/2$, hvorved det kan vises at to identiske EPR stråler fremkommer [13]. Med identiske stråler menes her to stråler med samme optiske frekvens og samme polarisation.

Som før nævnt overlappes den ene EPR stråle med strålen i på et spejl med 50% transmission og x og p kvadraturerne af de herved producerede stråler måles. Dette gøres ved hjælp af to homodyne detektorer med lokal oscillatorer som svinger hhv. i fase og $\pi/2$ ude af fase med EPR strålen 1.

EPR strålen 2 sendes til Bob. Han overlapper strålen med strålen B , for hvilken han kontrollerer amplitude og fase. Den klassiske kommunikationskanal mellem Alice og Bob udgøres af 2 kabler med tilhørende

forstærkere. Forstærkningen er nødvendig af to årsager: 1) På grund af opsplitningen på Alice's 50% spejl ser hver af hendes detektorer kun halvdelen af i , hvorfor måle resultatet må forstærkes $\sqrt{2}$ gange (detektoren måler feltet). 2) For at bevare EPR strålens kvanteegenskaber foretages overlappet af 2 med B på et spejl med 1% transmission og derfor må Bob's manipulationer forstærkes ca. 100 gange for at annullere støjen i 2. Alt i alt vil en forstærkning på 140 gange altså principielt være påkrævet. Da x kvadraturerne af EPR strålerne er korrelerede mens p kvadraturerne er antikorrelerede, er et fortegns skift nødvendigt på strømmen i_x . Derfor er dennes forstærker inverterende mens forstærkeren for i_p er ikke inverterende.

For udelukkende at være begrænset af kvantestøj bliver kun et radio frekvens (RF) sidebånd af kvantetilstanden i teleporteret. Dette befinder sig i et 100 kHz vindue omkring 3 MHz. Herved lettes Bob's opgave betydeligt, da en forskydning af x kvadraturen nu kan foretages ved at påføre B amplitude modulation ved 3 MHz og en p forskydning foretages ved fase modulation. Derfor fødes udgangene af de to elektriske forstærkere til hhv. en amplitude modulator og en frekvens modulator, igennem hvilke manipulationsstrålen B løber. Alice's opgave lettes også af RF teleportationen, da hendes detektorer nu kun behøver at registrere støjen af kvadraturerne i et 100 kHz vindue omkring 3 MHz.

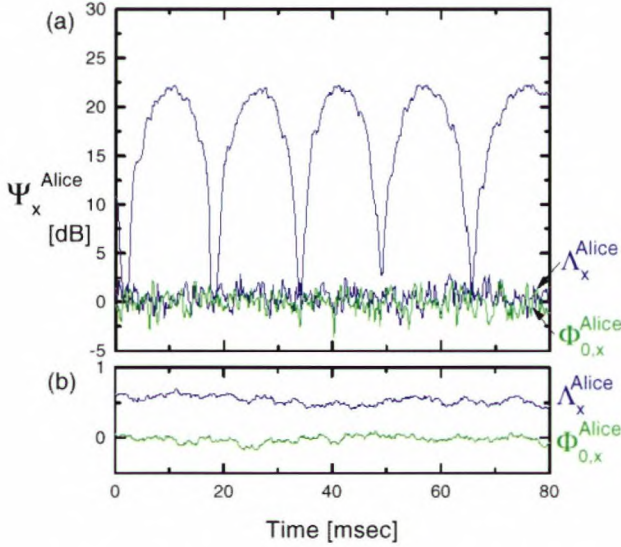
For at undersøge kvaliteten af vores teleportation bliver den teleporterede stråle o sendt ind på en homodyn detektor kontrolleret af Victor. Denne kan enten måle δx_o^2 eller δp_o^2 , og resultaterne normaliseret til vakuumstøjen kan bruges til at beregne Fideliteten ved hjælp af (7).

Vores begyndelses tilstand i vælger vi til at være vakuumtilstanden. Dette valg er baseret på følgende overvejelser: Da vi ikke er i besiddelse af flere ikke lokale kvantetilstande er vi begrænsede til kohærente tilstande. Her er vakuum tilstanden det nærmeste vi kan komme en ikke klassisk tilstand af det elektromagnetiske felt. Vakuum tilstanden er desuden den lettest tilgængelige tilstand, vi råder over. Principielt er der ingen forskel på at teleportere kvante egenskaberne af en kohærent tilstand og vakuum tilstanden, hvorfor sidstnævnte af praktiske årsager vælges her.

Procedure og resultater

Selve teleportationen udføres efter følgende princip. Først påføres begyndelses tilstanden i frekvens modulation således at det kan kontrolleres at middel amplituden af tilstanden teleporteres tilfredsstillende. Da modulationen er klassisk, har vi ingen brug for EPR strålerne i denne fase af eksperimentet. Den optiske fase af i bliver nu scannet lineært og resultatet fra Alice's x måling kan ses som den oscillerende kurve på figur 4 (a). Heraf ses at fasemodulationen ligger ca. 22 dB over kvantestøj grænsen. Sidstnævnte er markeret

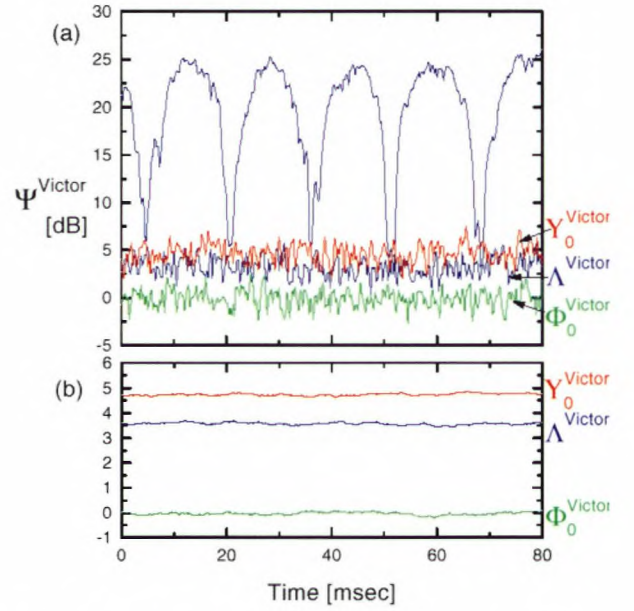
som $\Phi_{0,x}^{Alice}$. Det skal bemærkes at Alice's x detektor kun registrerer halvdelen af støjen fra fasemodulationen, mens p detektoren ser den anden halvdel. Derfor vil vi forvente at Victor's detektor ser dobbelt så megen støj som en af Alice's detektorer, dvs. ca. 25 dB over kvantestøj grænsen. Den af Victor observerede støj er vist på figur 5. Her ser vi at modulationen netop ligger 25 dB over kvantestøj grænsen markeret ved $\Phi_{0,x}^{Victor}$ og vi kan derfor slutte at middelamplituden af i bliver teleporteret tilfredsstillende fra Alice til Bob.



Figur 4. Resultatet af Alice's målinger af x . (a) Den bølgede kurve er resultatet af FM på i . $\Phi_{0,x}^{Alice}$ markerer vakuum støj niveauet. Λ_x^{Alice} er Alice's målte støj niveau når kvante teleportationen finder sted. (b) Sidstnævnte to støj niveauer under højere opløsning. Det ses her at Alice's målte støj stiger 0.6 dB i hver kvadratur som følge af at EPR strålerne er tændte. Således opnår Alice mindre information om i end ved klassisk teleportation, og vi kommer derved ikke i konflikt med Ikke Klonings Teoremet.

Vi laver nu klassisk teleportation, dvs. vores EPR stråler er stadig slukkede. Nu måler Alice netop niveauet $\Phi_{0,x}^{Alice}$ da hun blot ser kvantestøjen af i . Victor derimod ser niveauet Y_0^{Victor} , som befinder sig 4.8 dB over $\Phi_{0,x}^{Victor}$. Dette svarer til at Victor observerer 3 gange vakuum støjen, hvilket netop er hvad vi forventer, da vi må betale en pris af 2 enheder vakuum støj når vi teleporterer klassisk. Hertil kommer den ene enhed vakuum støj fra i så vi i alt ender med 3 gange vakuum støjen.

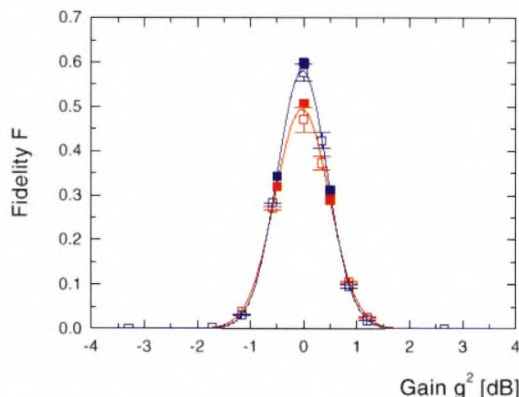
EPR strålerne aktiveres nu og Alice observerer herved at hendes målte støjniveau stiger 0.6 dB fra $\Phi_{0,x}^{Alice}$ til Λ_x^{Alice} . Altså opnår Alice nu mindre information om i end da vi lavede klassisk teleportation. Dette er igen som forventet ifølge Ikke Klonings Teoremet. Victor observerer støjniveauet Λ^{Victor} 1.2 dB under Y_0^{Victor} , svarende til at han nu måler på en tilstand, som ligner i mere, end da vi lavede klassisk teleportation.



Figur 5. Resultatet af Victor's målinger. (a) Den bølgede kurve fremkommer ved klassisk teleportation af FM på i . Φ_0^{Victor} angiver Victor's vakuum støj niveau. Y_0^{Victor} er støjen, som Victor ser i tilfælde af klassisk teleportation og Λ^{Victor} er støjen i o når EPR strålerne er tændt. (b) Her ses de sidstnævnte 3 støj niveauer under højere opløsning. Y_0^{Victor} ligger 4.8 dB over vakuum støj niveauet, svarende til 3 gange så megen støj. Λ^{Victor} ligger under dette niveau svarende til at teleportationen udføres mere effektivt ved EPR strålernes hjælp.

Vi har altså klart vundet i Fidelitet ved at bruge EPR strålerne, men vi har endnu ikke bevis for at vi laver kvante teleportation, altså at samme resultat ikke kan opnås udelukkende ved brug af lokale kvante tilstande. For at dokumentere dette laver vi en række målinger ligesom den herover beskrevne sekvens, men hvor vi varierer forstærkningen i den klassiske kommunikations kanal fra Alice til Bob. Dette gøres fordi vi ikke kan være helt sikre på at vi har valgt den optimale værdi af denne parameter. Fra hver måle sekvens opnår vi et sæt af støj niveauer $\Phi_{0,x}^{Victor}$, $Y_{0,x}^{Victor}$ og Λ^{Victor} for både x og p kvadraturerne. Disse vi kan bruge til at beregne fideliteten af såvel klassisk som kvante teleportation vha. (7), idet vi bruger at $\delta x_0^2 = \Lambda^{Victor} / \Phi_0^{Victor}$ for kvante teleportation og $\delta x_0^2 = Y_0^{Victor} / \Phi_0^{Victor}$ for klassisk teleportation. Resultatet er vist på figur 6, hvor den vandrette akse angiver forstærkningen kvadreret og den lodrette akse Fideliteten. Den maksimale værdi for klassisk teleportation findes til $F_{Klass,eksp} = 0.48 \pm 0.03$. Dette er tæt på den optimale værdi $F_{Klass} = 0.5$, som vi kan opnå uden brug af ikke lokalitet, og vi kan derfor slutte at vores teleportations strategi i klassisk henseende må være næsten optimal. Med EPR strålerne tændt finder vi at Fideliteten vokser til maksimalt $F_{Kvant,eksp} = 0.58 \pm 0.03$, hvilket klart ligger over den klassiske grænse. Vi slutter derfor at Bob har re-

produceret i med en større præcision, end det er muligt at opnå udelukkende ved brug af klassiske midler, og derfor har vi demonstreret kvante teleportation af en tilstand af strålings feltet.



Figur 6. Fideliteten afbildet mod kvadratet på forstærkningen normaliseret til den optimale værdi. De røde punkter angiver resultatet for klassisk teleportation og de blå punkter er opnåede ved brug af EPR strålerne. Den maksimale Fidelitet for klassisk teleportation er $F_{Klass,exp} = 0.48 \pm 0.03$ og for kvante teleportation $F_{Kvant,exp} = 0.58 \pm 0.03$.

Diskussion og perspektiver

Teleportationen beskrevet i denne artikel er ikke den første demonstration af processen, men den adskiller sig markant fra tidligere forsøg ved at foregå med høj effektivitet hele tiden. Ydermere optræder Victor her blot som en kontrolperson, som skal karakterisere kvaliteten af vores teleportation. I tidligere forsøg var Victor's rolle af mere fundamental betydning for eksperimentet. Han skulle fuldbyrde teleportationen ved sin måling på o . Desværre blev den teleporterede kvantetilstand ødelagt ved denne proces, hvorfor man aldrig fik en fri teleporteret tilstand, som senere ville kunne bruges i andre fysiske sammenhænge [8]. Set ud fra dette synspunkt er teleportation af kontinuerte variable, som beskrevet her, mere anvendelig på lang sigt indenfor kvantekommunikation og kvanteberegning.

En naturlig forlængelse af dette eksperiment vil være at teleportere en mere eksotisk tilstand som f.eks. en squeezed state. Denne tilstand er karakteriseret ved at have støj under vakuum grænsen i en kvadratur på bekostning af øget støj i den komplementære kvadratur. For at have støjreduktion i den "stille" kvadratur efter teleportation tilstrækkelig stor til at det samlede støjniveau i kvadraturen ligger under vakuum støj grænsen, er det nødvendigt at have Fideliteten over $2/3$. Derfor er en forbedring af ydelsen af vores apparatur altså nødvendig for at kunne realisere dette. En teleporteret tilstand med kvantestøj under vakuum grænsen ville være en god demonstration af sand kvante teleportation, da det er klart, at ingen klassiske midler er i stand til at producere en sådan tilstand.

En endnu stærkere demonstration af kvante tele-

portation ville være at teleportere f.eks. en Fock tilstand eller en Schödingers Kat tilstand [14]. Disse er karakteriserede ved at deres Wigner funktioner er negative nogle steder, hvilket gør dem til sande kvante fænomener ifølge standard definitionen på ikke klassiske tilstande. At bevare negativiteten af Wigner funktionen efter teleportation af disse tilstande stiller endnu større krav til Fideliteten og dermed vores tekniske formåen.

Med henblik på transmission af kvanteinformation og lagring samt bearbejdning af denne er det nærliggende at teleportere atomare kvantetilstande. Det er for nyligt demonstreret hvorledes kvante korrelationer fra ikke klassisk lys kan afbildes på en kollektiv atomar tilstand [15]. Dette muliggør i princippet teleportation af en kollektiv atomar tilstand via laserlys fra et atomart ensemble til et andet. Herved kan eventuel kvanteinformation lagret i en samling atomer flyttes fra en lagerenhed til den næste. Manipulation af denne information kan også vise sig at blive lettere, da lyset involveret i teleportationen formentlig kan præpareres således at man i samme skridt som teleportationen tillige kan udføre kvante logiske operationer. Kohærent manipulation af optiske felter er en veludviklet disciplin, og udførelsen af disse operationer kan derfor vise sig at være nemmere end direkte operationer på atomerne.

Referencer:

- [1] Se f.eks. www.m-w.com/cgi-bin/dictionary.
- [2] For en oversigt se: Physics World, Marts 1998. Specialudgave om Kvantte Information.
- [3] W. K. Wootters og W. H. Zurek, Nature **299**, 802 (1982).
- [4] A. Einstein, B. Podolsky og N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
- [5] N. Bohr, Phys. Rev. **48**, 696 (1935).
- [6] J. S. Bell, Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics. Cambridge Univ. Press 1988.
- [7] A. Aspect, J. Dalibard og G. Roger, Phys. Rev. Lett. **49**, 1804 (1982); G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter og A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **81**, 5039 (1998); W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden og N. Gisin, Phys. Rev. Lett. **81**, 3563 (1998).
- [8] D. Bouwmeester, J-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter og A. Zeilinger, Nature **390**, 575 (1997); D. Boschi, S. Branca, F. De Martini, L. Hardy og S. Popescu, Phys. Rev. Lett. **80**, 1121 (1998).

- [9] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Perez og W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
- [10] A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble og E. S. Polzik, *Science* **282**, 706 (1998); Se også *Science* **282**, 2156 (1998).
- [11] S. L. Braunstein, C. A. Fuchs og H. J. Kimble, Under forberedelse.
- [12] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble og K. C. Peng, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3663 (1992).
- [13] Z. Y. Ou, S. F. Pereira og H. J. Kimble, *Appl. Phys. B* **55**, 265 (1992).
- [14] Se f.eks. D. F. Walls og G. J. Milburn, *Quantum Optics*, 1st ed. Springer 1994.
- [15] J. Hald, J. L. Sørensen, C. Schori og E. S. Polzik, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1319 (1999).



Jens Lykke Sørensen er forskningsadjunkt ved Institut for Fysik og Astronomi, Aarhus Universitet.



Eugene S. Polzik er professor ved Institut for Fysik og Astronomi, Aarhus Universitet. Han modtog tidligere i år på DFS's årsmøde NKT-Forskerprisen 1999 sammen med Klaus Mølmer.

IAU - udsigt fra broen

Johannes Andersen, generalsekretær, International Astronomical Union.

Den maritime overskrift er ment på to måder: Dels konkret - se figur 1, som viser "kommandobroen" på den Internationale Astronomiske Union (IAU)'s sekretariat i Paris. Og dels skal jeg her forsøge kort at give et indtryk af IAU's karakter og aktiviteter, set med generalsekretærens/kaptajnens øjne.

IAU's sekretariat på øverste etage af Institut d'Astrophysique i Paris fylder to kontorer, inkl. det, som er mit 1997-2000. Billedet illustrerer i sig selv det samspil mellem frontforskning og tradition, som giver astronomi meget af sin charme: Foran mig giver vores web-side [1] direkte adgang til kolleger over hele verden; på væggen hænger billeder fra ESO's VLT; og under mig arbejder omkring 100 af Frankrigs bedste astronomer. Gennem døren ved mit skrivebord ser jeg samtidig det gamle Pariserobservatorium, grundlagt under Louis XIV i 1667 - 30 år efter Rundetårn. Deroppe arbejdede Ole Rømer for godt tre sekler siden. Og når man en varm sommerdag sidder på terrassen udenfor og gnaver i et baguette, kan man næsten høre sin gamle kollega gå og brumme på godt århusiansk over,

at Jupiter-månerne ikke opfører sig, som de efter en kommende politimesters mening burde. Trist, at Nobelprisen ikke var opfundet dengang!

Tilbage på kontoret er arbejdet særdeles nutidigt. De fleste internationale unioner er mest samarbejdsorganer mellem videnskabelige selskaber i medlemslandene (66 i IAU). IAU er helt anderledes: Her går kontakten direkte til de 8.200 medlemmer verden over, fordelt på 11 divisioner og 40 kommissioner med hver sit videnskabelige eller organisatoriske speciale. Disse arrangerer et stort årligt program af videnskabelige kongresser, formidler internationalt videnskabeligt samarbejde, driver uddannelsesvirksomhed i udviklingslande, giver navne til nyopdagede kometer, småplaneter og anden geografi i solsystemet, samt forsøger at advare mod de miljøproblemer, der truer astronomien på længere sigt. Generalsekretærens opgaver består derfor ikke i lidt brevskriveri på hjørnet af det hjemlige skrivebord, men ligner mere en administrerende direktørs i en blanded landhandel med to ansatte, 8.000 kunder over hele verden og fuld garanti mod overskud på budgettet.