

Kvantová teleportace

Miloslav Dušek

Katedra optiky, Univerzita Palackého, 17. listopadu 50,
772 00 Olomouc

1 Úvod

Ve vědecko-fantastické literatuře se už odpradáвна teleportuje kde co. Dokonce i v jednom slavném hororu [1] se teleportuje (ovšem s nepěknými následky). O televizních seriálech a kapitánu Kirkovi ani nemluvě. Možná ale tak trochu i díky jemu se termín *kvantová teleportace* dostal ze stránek odborných časopisů až do českých novin [2]. Pokud jste však snad už investovali svoje peníze do klasické dopravy, můžete zůstat docela klidní. Experimentální kvantová teleportace umí zatím přenášet jenom docela malé dvoustavové kvantové částice. Konkrétně se daří zrekonstruovat polarizační stav fotonu asi tak metr od „vysílací stanice“. I tak ale jde o pozoruhodnou věc.

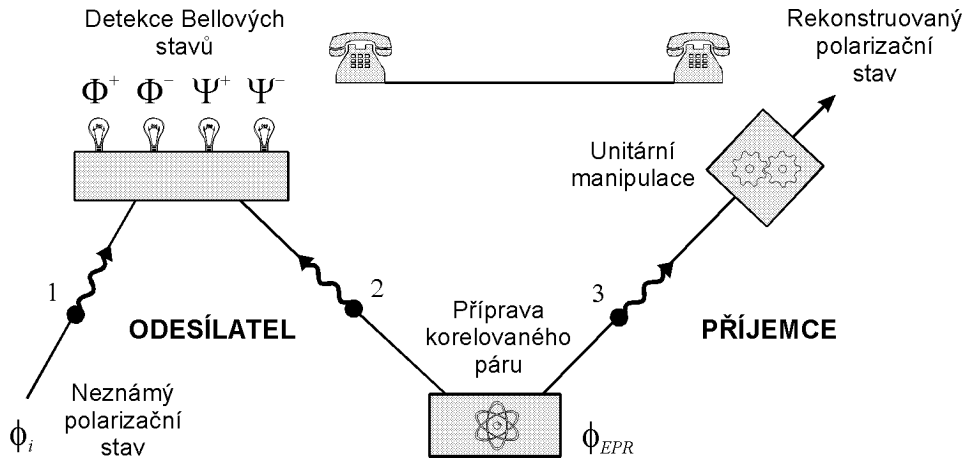
V rámci klasické fyziky můžeme stav jakékoli soustavy, alespoň v principu, plně určit měřením, a podle jeho výsledků pak systém kdekoli a kdykoli zrekonstruovat. V kvantové mechanice však tohle v důsledku principu neurčitosti udělat nejde. Výsledky měření nějaké veličiny na neznámém kvantovém stavu jsou obecně náhodné (kromě toho může měření stav systému podstatně změnit). Vypadá to tak, že když budeme chtít např. nějakou kvantovou částici přemístit, nezbude nám, než ji „vzít a odnést“.

A nebo ne? Je tu přece jen jedna zajímavá možnost, jak kvantový stav částice v určitém místě prostoru zrekonstruovat, aniž bychom tam museli částici fyzicky přenášet. Využívá se při tom podivuhodného jevu – tzv. kvantové „nelokality“, zvláštního druhu korelace (nebo sdílení informace, chcete-li) mezi dvěma libovolně vzdálenými částicemi připravenými ve speciálním (tzv. propleteném nebo „entanglovaném“) kvantovém stavu [3].

2 Princip kvantové teleportace

Na možnost „teleportace“ neznámého kvantového stavu poprvé upozornil Bennett se spolupracovníky v r. 1993 [4]. Dříve však, než si popíšeme její princip, bude užitečné se seznámit s tzv. *Bellovými stavy*. Kvantový stav dvou dvoustavových částic je popsán stavovým vektorem ve čtyřrozměrném Hilbertově prostoru. V tomto prostoru lze zavést následující ortonormální bázi (Bellovy stavy):

$$\begin{aligned} |\Psi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_1 |H\rangle_2 \pm |H\rangle_1 |V\rangle_2), \\ |\Phi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_1 |V\rangle_2 \pm |H\rangle_1 |H\rangle_2), \end{aligned} \tag{1}$$



Obr. 1: Schéma uspořádání pro kvantovou teleportaci.

kde $|V\rangle_j$ a $|H\rangle_j$ ($j = 1$, resp. 2) představují dva ortogonální stavy první, resp. druhé částice. Pro názornost si můžeme představovat, že V označuje vertikální lineární polarizaci fotonu a H horizontální. Každý z uvedených bázových stavů je „entanglovaným“ stavem obou částic (nelze ho vyjádřit jako součin stavů jednotlivých částic).

Předpokládejme nyní, že máme částici (nadále označovanou indexem 1) v neznámém polarizačním stavu

$$|\phi_i\rangle = \alpha|V\rangle_1 + \beta|H\rangle_1, \quad (2)$$

kde α, β jsou libovolná komplexní čísla splňující podmínku $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. A kromě toho pár částic 2 a 3¹ (z nichž jednu má k dispozici odesílatel a druhou příjemce – viz obr. 1) s kvantově korelovanými polarizacemi ve známém stavu, např.²

$$|\phi_{EPR}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_2|H\rangle_3 + |H\rangle_2|V\rangle_3). \quad (3)$$

Celkový stav tříčásticového systému je dán direktním součinem

$$|\phi\rangle = |\phi_i\rangle|\phi_{EPR}\rangle.$$

Dosadíme-li z rovnic (2) a (3) a využijeme-li vztahů (1)³ dostaneme po úpravách výraz

$$|\phi\rangle = \frac{1}{2} [|\Psi^+\rangle (\alpha|V\rangle_3 + \beta|H\rangle_3) + |\Psi^-\rangle (\alpha|V\rangle_3 - \beta|H\rangle_3) + |\Phi^+\rangle (\alpha|H\rangle_3 + \beta|V\rangle_3) + |\Phi^-\rangle (\alpha|H\rangle_3 - \beta|V\rangle_3)]. \quad (4)$$

Jestliže odesílatel provede na částicích 1 a 2 kvantové měření, které tento jeho dvoučásticový subsystém jednoznačně vyprojektuje do některého ze čtyř Bellových bázových

¹Čísla nepředstavují nic jiného než zkratku pro prostorovou část stavu. Fotony, stejně jako kterékoli jiné kvantové částice, jsou *nerozlišitelné*. Mluvíme-li tedy např. o „prvním“ fotonu, míníme ten, co letí na obr. 1 zleva – nic víc. Označení $|V\rangle_1$ je třeba chápat jako: „jeden foton ve stavu (módu) ‘směřujícím zleva’ s vertikální polarizací.“

²Stav je označen indexem EPR, neboť je jedním ze stavů, na nichž lze manifestovat tzv. Einsteinův, Podolskeho, Rosenův „paradox“.

³Nejjednodušší je asi dosadit inverzní vztahy k (1): $|V_1\rangle|V_2\rangle = 2^{-1/2} (|\Phi^+\rangle + |\Phi^-\rangle)$, $|H_1\rangle|H_2\rangle = 2^{-1/2} (|\Phi^+\rangle - |\Phi^-\rangle)$, $|V_1\rangle|H_2\rangle = 2^{-1/2} (|\Psi^+\rangle + |\Psi^-\rangle)$, $|H_1\rangle|V_2\rangle = 2^{-1/2} (|\Psi^+\rangle - |\Psi^-\rangle)$.

stavů, na straně příjemce dojde k redukci kvantového stavu částice 3 (díky změně celkového stavového vektoru způsobené měřením na částicích 1 a 2) do jedné ze čtyř odpovídajících možností. Konkrétně při $|\Psi^+\rangle$ do stavu $\alpha|V\rangle_3 + \beta|H\rangle_3$, při $|\Psi^-\rangle$ do stavu $\alpha|V\rangle_3 - \beta|H\rangle_3$ atd.

Oznámí-li odesílatel příjemci, který Bellův stav změřil, může příjemce vhodnou unitární transformací (vhodnou změnou znaménka, popřípadě vzájemným prohozením polarizačních stavů) rekonstruovat na částici 3 původní neznámý polarizační stav $\alpha|V\rangle_3 + \beta|H\rangle_3$. Ve speciálním případě, byl-li změřen stav $|\Psi^+\rangle$, nemusí dělat nic.

Přenášená informace má tedy dvě části: Klasickou, týkající se toho, který Bellův stav odesílatel změřil. Tato část může být předána třeba telefonem a rychlost jejího přenosu je shora omezena rychlostí světla. A část kvantovou, která se „přenesení okamžitě“ prostřednictvím entanglovaného páru. Sama ovšem k rekonstrukci původního polarizačního stavu nestačí.

3 Experimenty

V případě fotonů s korelovanými polarizacemi lze zmíněné operace snadno realizovat např. pomocí tzv. půlvlnné destičky. Půlvlnná destička vzájemně fázově posune dvě kolmé polarizační složky o polovinu délky vlny. Je-li tedy natočena „šikmo“ (45°) vzhledem k V a H , umožní nám „zaměnit“ $|V\rangle$ za $|H\rangle$ a naopak. Při „shodném“ nastavení pouze změni znaménko u jednoho z těchto dvou polarizačních stavů.

Větší problém představuje analýza Bellových stavů. Byly navrženy jak metody využívající nelineárních optických prvků (jejich slabinou je ale poměrně malá účinnost), tak metody interferometrické [5]. Interferometrickými metodami lze buď rozlišit všechny čtyři Bellovy stavy, ale pouze s účinností 25 % (v průměru jedno ze čtyř měření je úspěšné), nebo pouze tři skupiny stavů (nelze rozlišit mezi některými dvěma Bellovými stavy, např. mezi $|\Phi^+\rangle$ a $|\Phi^-\rangle$), ovšem se 100 % účinností.

Experimentální kvantové teleportaci se v současné době věnují dva evropské týmy – v Innsbrucku a v Římě [6]. Hlavními technickými problémy, které bylo v obou případech nutno překonat byla příprava entanglovaných párů fotonů, přesná časová synchronizace všech dějů a – jak již bylo naznačeno – realizace měřicího uspořádání schopného rozlišit mezi Bellovými stavy. Obě skupiny vytvářejí korelované páry pomocí tzv. spontánní sestupné parametrické frekvenční konverze (*down-conversion*) [7]. Při tomto procesu se v optickém nelineárním krystalu foton přicházející z laseru přemění s jistou pravděpodobností na dva subfrekvenční fotony, které (v důsledku zákona zachování energie a hybnosti a vzhledem ke kvantovému principu superpozice) vykazují energetické korelace (entanglement) a při vhodném uspořádání i korelace polarizací.

Otázkou praktické analýzy Bellových stavů se v Innsbrucku zatím příliš netrápí. Odesílatel prostě jen zjišťuje, zda se neobjeví právě ten Bellův stav, kdy příjemce už pro rekonstrukci „neznámého“ polarizačního stavu nemusí dělat nic. Pokud se neobjeví, je původní polarizační stav, jenž měl být teleportován, prostě ztracen. Účinnost je tedy zhruba 25 %. Do budoucna zde plánují rozpoznávání dvou Bellových stavů. Časová synchronizace se řeší tak, že jak foton v „neznámém“ polarizačním stavu⁴, tak entanglovaný pár jsou odvozeny od stejného pulsu femtosekundového pulsního laseru.

⁴Jeho polarizace je, pochopitelně, nastavena do určitého, leč libovolného stavu.

Vraťme se ale k tomu, co se v experimentu vlastně skutečně měří. Na straně odesílatele se na „vstupujícím“ fotonu připraví určitý polarizační stav, který se má teleportovat. Na straně příjemce se – pomocí polarizačního děliče svazku a případně pomocí tzv. čtvrtvlnné destičky, konvertující kruhovou polarizaci na lineární – rozliší a detekují dva ortogonální polarizační stavy, z nichž jeden je totožný se stavem polarizace nastaveným na „vstupujícím“ fotonu. Přitom se sledují koincidence, kdy v odesílatelově části byl detekován ten „správný“ Bellův stav a zároveň u příjemce polarizační stav shodný se stavem odeslaným. Je to vlastně jakási analogie interference čtvrtého řádu, proto také výsledky jsou prezentovány v jazyce interferenčního kontrastu. Kvantová teleportace byla vyzkoušena na stavech lineární polarizace ve směrech⁵ 0° , 90° , $\pm 45^\circ$ a na kruhové polarizaci. Interferenční kontrast se pohyboval kolem 70 % (technicky dokonalý systém by měl dosahovat 100 %, nicméně žádný klasický aparát⁶ nemůže překročit 50 %).

Experimentální uspořádání použité v Římě je poněkud jiné, možná trochu více vzdálené původní představě kvantové teleportace. Především se polarizační stav, jenž má být přenesen, „kóduje“ přímo na jednu částici z entanglovaného páru. V systému tedy vystupují pouze dvě částice a je proto poněkud nadnesené hovořit o teleportaci neznámého polarizačního stavu. Na druhou stranu, v Římě umějí – díky chytrému triku – poměrně snadno rozlišit všechny čtyři Bellovy stavy. Ty se totiž v jejich případě týkají dvou různých stupňů volnosti jediného fotonu: polarizace a dráhy (namísto polarizací dvou částic, jako u innsbrucké skupiny). Foton vylétající z nelineárního krystalu směrem k odesílateli nese původně vertikální lineární polarizaci a má na výběr dvě možné dráhy (a_1 , a_2). V každé z nich je umístěn stejný prvek měnící polarizaci fotonu na požadovaný stav, který má být teleportován. Podobně foton letící k příjemci má „volbu“ mezi dvěma cestami (b_1 , b_2) a je polarizován horizontálně. Dráhy obou fotonů jsou vzájemně korelovány; stav fotonů lze zapsat jako: $|a_1\rangle|b_1\rangle + |a_2\rangle|b_2\rangle$. Příjemce v jednom rameni (třeba b_1) otáčí rovinu polarizace o 90° a obě možné dráhy fotonu pak „spojuje“ pomocí polarizačního hranolu v jednu. Po měření Bellových stavů se polarizace na výstupu tohoto polarizačního hranolu „vyprojektuje“ do jednoho ze čtyř výše popsaných stavů (do stavu odpovídajícího Bellovu stavu zjištěnému na straně odesílatele). Ani v tomto uspořádání nebyl však výsledný stav už dále manipulován (obecně se tedy nerekonstruoval „vysílaný“ polarizační stav), pouze se zjišťovalo, zda polarizace fotonů na straně příjemce jsou v korelaci s teleportovaným stavem a s výsledkem měření Bellových stavů na straně odesílatele. Římská skupina takto teleportovala lineární polarizaci ($22,5^\circ$) a eliptickou polarizaci (s delší osou skloněnou pod úhlem 20°). Dosahovaný interferenční kontrast překračoval 80 %. Maximální klasicky⁶ dosažitelná „úspěšnost“ přenosu byla překročena o 8 standardních odchylek.

Myšlenky a techniky ověřené a vyzkoušené v obou experimentech mohou najít zajímavé aplikace v kvantovém zpracování informace. Teleportace by se mohla uplatnit při transferu informace v kvantových počítačích, při přenosu polarizačního stavu (projekce spinu) z pohybujícího se fotonu na stojící atom apod. Vedle toho poukazují provedené experimenty i na jiné zajímavé možnosti. Např. na možnost „přenesení“ kvantové korelace na částice, které spolu nikdy neinteragovaly [8].

⁵Vzhledem k laboratorní souřadné soustavě.

⁶Klasickým je, trochu nepřesně, míněno zařízení provádějící sice na samotném „vstupním“ stavu kvantové měření, ale přenášející *pouze* klasickou informaci o jeho výsledku; tedy nevyužívající kvantových korelací.

Z toho, co bylo řečeno, je sice zřejmé, že ani jeden z popsaných experimentů neodpovídá přesně původně navrženému teoretickému schématu. Hlavní myšlenka je však v obou experimentech obsažena a jde rozhodně o první krůčky správným směrem. A kdyby nic jiného, máme před sebou další zajímavý důkaz, že se příroda chová podle předpovědí kvantové mechaniky, i když ty se někdy mohou zdát poněkud šílené.

Literatura

- [1] G. LANGELAAN: *The Fly*, in: Wolf's Complete Book of Terror, L. Wolf ed., Clerson N. Potter Inc., New York 1979. Česky: *Moucha*, in: Lupiči mrtvol, Orbis, edice Kobra, Praha 1970.
- [2] Mladá Fronta Dnes, *16. ledna 1998*, 9.
- [3] A. PERES: *Quantum Theory: Concepts and Methods*, Kluwer, Dordrecht 1995.
- [4] C.H. BENNETT, G. BRASSARD, C. CRÉPEAU, R. JOSZA, A. PERES, AND W.K. WOOTTERS: *Phys. Rev. Lett.* *70* (1993), 1895.
- [5] H. WEINFURTER: *Europhys. Lett.* *25* (1994), 559.
- [6] G.P. COLLINS: *Physics Today*, *February 1998*, 19.
- [7] L. MANDEL AND E. WOLF: *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1995.
- [8] M. ZUKOWSKI, A. ZEILINGER, H. WEINFURTER: in: *Fundamental Problems in Quantum Theory*, Vol. 755 of the *Annals of the New York Academy of Sciences*, 1995, p. 91.