
Nagroda Nobla 2022

Artykuł dedykuję pamięci Jarka Pykacza (1952-2022), który w 1987 roku zmusił mnie do zajęcia się splątaniem kwantowym i Mike'a Horne'a (1943-2019), dzięki któremu wiem, że aby coś zrozumieć trzeba rozpatrzeć najprostszy tego przypadek i jego najprostszy opis.

Kwantowe splątanie * nierówności Bella * teoretyczne podstawy obserwacji interferencji wielofotonowej * narodziny technologii kwantowych Quantum entanglement * Bell inequalities * theoretical foundations of multiphoton interference observation * birth of quantum technologies

Marek Żukowski*

International Centre for Theory of Quantum Technologies (ICTQT), University of Gdańsk, Poland

Abstrakt. W artykule przedstawiam za co i dlaczego John F. Clauser, Alain Aspect i Anton Zeilinger otrzymali Nagrodę Nobla 2022 (również 100 lat po wręczeniu tejże nagrody Einsteinowi i Bohrowi), a także koncentruję się nad istotą prowadzonych przeze mnie badań, które wiążą się ze wspomnianą nagrodą. Tekst jest napisany dwutorowo. Czytelnik, szacując swój poziom wiedzy z fizyki kwantowej, może go czytać przeskakując pomiędzy tekstem głównym, a fragmentami z kropką (●) głębiej wyjaśniającymi pewne aspekty, ale można też przeczytać tylko tekst główny. Jako autor wolałbym, aby artykuł zainteresował nauczycieli i studentów, a może nawet licealistów, niż profesorów doktorów habilitowanych, choć i ci nie omijając fragmentów z kropką, mam nadzieję, mogą się czegoś ciekawego dowiedzieć.

Słowa kluczowe: teoria kwantów, splątanie, nierówności Bella¹, paradoks EPR, paradoks GHZ, interferometria wielofotonowa, wymiana splątania, kwantowa informacja, kwantowe technologie

Abstract. In the paper I describe why and for what achievements John F. Clauser, Alain Aspect and Anton Zeilinger received the Nobel Prize in 2022 (exactly 100 years after the prize had been awarded to Einstein and Bohr), as well as my own research related to the prize. The text is written in a twofold way. Based on familiarity with quantum physics the reader can switch between the main narrative and the parts marked with bullets (●) explaining some aspects in more detail, but one can restrict attention to the main text only. As the author, I would prefer that the paper be of interest to teachers, students, and possibly also high-school students rather than professors, although even they can learn something interesting, also from the parts marked with a bullet.

Keywords: quantum theory, entanglement, Bell inequality¹, EPR paradox, GHZ paradox, multiphoton interferometry, entanglement swapping, quantum information, quantum technologies

1. Uwagi wstępne

Postaram się zaprezentować spójny główny tekst. We fragmentach rozszerzających tekst główny, oznaczonych

czarną kropką (●) i rozpoczynających się od hasła zapisanego **łustym** drukiem (duża ich liczba znajduje się w Do-

*ORCID: 0000-0001-7882-7962

1. Zobacz *Postępy Fizyki* 73 (4) 45 (2022) (przyp. red.).

datku), przedstawiam dla tych, którzy potrafią je czytając zrozumieć lub sprawdzić w kajeciku, bardzo proste szkicowe obliczenia kwantowe. Pojęcia ważne do ogólnego zrozumienia zagadnienia, ale nie wymagające „kwantowej matematyki”, są dodatkowo definiowane/objaśniane we fragmentach tekstu z kropką zaczynających się od hasła zapisanego *kursywą*. To ważne, ponieważ w tej poddziedzinie fizyki mamy często do czynienia z naginaniem obrazu sytuacji, by była zgodna z interpretacją (często niespójną) wyznaczaną przez autorów. Postaram się trzymać zasady „zamknij się i obliczaj”, ale przyznam, że w mojej ultraortodoksyjnej wersji. Gdy spoglądam na tekst, który już napisałem, to widzę, że jest on inspirowany wieloma pytaniami, które zadawali moi koledzy fizycy, studenci, a także dziennikarze. Mam wrażenie, że w przypadku prac popularnonaukowych zagadnienia związane z paradoksalnymi przewidywaniami mechaniki kwantowej są najczęściej zniekształcane. Oto moja próba kontrakcji.

2. Splątanie par cząstek

Mechanika kwantowa została odgadnięta w 1925 roku, w czerwcu przez Wernera Heisenberga (mechanika macierzowa) i w grudniu przez Erwina Schrödingera (mechanika falowa). Dopiero wiosną 1926 Schrödinger pokazał, że są to dwa równoważne „obrazy” mechaniki kwantowej, która pozwoliła zrozumieć i przewidzieć niesłychaną liczbę zjawisk, ale jej abstrakcyjne sformułowanie budziło często sprzeciw. Fakt, że teoria daje przewidywania tylko w formie prawdopodobieństw zajścia zjawisk, sugerował, że jest „wybrakowana”. Tytani: Albert Einstein i Niels Bohr podjęli debatę. W 1935 roku Albert Einstein, Borys Podolski i Nathan Rosen (EPR) [1] wskazywali na paradoksalne własności idealizacji pewnego stanu kwantowego par odległych od siebie cząstek. W tym stanie całkowity pęd wynosił zero, zatem ich pędy były przeciwne i jednocześnie poznanie położenia jednej z nich wyznaczało położenie drugiej. Te tzw. doskonałe korelacje EPR według nich implikowały istnienie „elementów rzeczywistości”, nieobecnych w mechanice kwantowej, pozwalających uczynić z niej teorię deterministyczną. Jednocześnie zaprzeczały zasadzie nieoznaczoności, albowiem rozumowanie EPR zdawało się określać bez żadnego zaburzania zarówno pęd, jak i położenie każdej z cząstek tworzących taką parę. Bohr odpowiedział [2] wskazując, że EPR pominęli w rozumowaniu zasadę komplementarności wynikającą z faktu, że pomiary pędu i położenia cząstki wzajemnie się wykluczają.

- **Formalizm mechaniki kwantowej** (czytelnicy mniej znający matematykę mogą ten fragment opuścić) w swej esencji zakłada, że stany czyste (co należy

zrozumieć przez „stan” opowieć w Dodatku) układów kwantowych są reprezentowane przez znormowane elementy zespolonej przestrzeni wektorowej Hilberta. Wielkości mierzalne, tj. obserwabły, są hermitowskimi operatorami liniowymi w tej przestrzeni, których wartości własne to teoretyczne wartości pomiarowe. Ewolucja stanów jest reprezentowana przez transformacje unitarne. Prawdopodobieństwo uzyskania danego wyniku pomiaru jest kwadratem modułu iloczynu skalarowego wektora stanu układu przed pomiarem i stanu zgodnego z tym wynikiem pomiaru – reguła Borna. I co istotne, w tym formalizmie nie ma nic więcej.

Po krytyce Bohra badania teoretyczne czy doświadczalne dotyczące korelacji EPR były w złym tonie. Z poważnych teoretyków zajmowali się tym: Erwin Schrödinger, który wprowadził pojęcie kwantowego splątania (1935) i David Bohm, który zaproponował wersję eksperymentu EPR dla dwóch cząstek, każda o spinie $\frac{1}{2}$ w stanie singletowym ich spinów, czyli o całkowitym spinie równym 0. Większość rozważań o paradoksie EPR miało charakter filozoficzny.

Jednak paradoks EPR był bardziej paradoksalny niż sądzono. Pokazał to, 29 lat po publikacji EPR(!), John S. Bell [3]². Korelacje spinów w przypadku wspomnianego singletu oraz idee EPR sugerują, że wszystkie składowe spinu każdej cząstki z osobna są określone przed ich pomiarem. Bell zakładał, wraz z EPR, że te dwie cząstki są bardzo daleko od siebie, a ich pomiary są jednoczesne. EPR zakładali spełnienie praw relatywistycznej przyczynowości (tj., że żadne oddziaływanie nie może się rozchodzić szybciej niż światło), zatem pomiar wykonany przez „Alicję” na cząstce A nie może mieć żadnego wpływu na cząstkę B i na odwrót, jednoczesny pomiar „Boba” na cząstce B nie wpływa na A. Nie ma bezpośredniego wzajemnego wpływu pomiędzy tymi dwoma zdarzeniami pomiarowymi. Także lokalne decyzje, którą składową spinu mierzyć, w jego eksperymencie miały być jednoczesne, zapadać tuż przed pomiarami aby zapewnić brak wpływu decyzji Alicji na wynik pomiaru Boba i *vice versa*. Bell wyprowadził matematyczną nierówność dotyczącą eksperymentu, w którym Alicja i Bob z prawdopodobieństwami $\frac{1}{2}$ każde, niezależnie, kolejno losowo wybierają pomiar jednej z dwóch składowych spinu na kolejnych parach cząstek w takim samym stanie kwantowym. Wykazał, że wartość pewnego wyrażenia opisującego wzajemne relacje pomiędzy wszystkimi takimi możliwymi pomiarami, gdy dokonamy optymalizacji, dla dowolnej teorii wykorzystującej idee EPR jest o czynnik

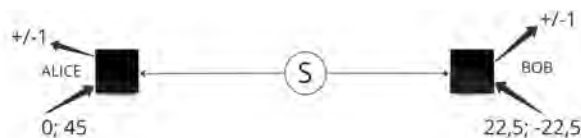
2. W naszym kwartalniku pisał o tym Jan Chwedeńczuk *Postępy Fizyki* 71 (2) 2 (2020) (przyp. red.).

2/3 niższa od maksymalnej wartości dla tego wyrażenia przewidywanej przez mechanikę kwantową dla stanów splątanych (Dodatek). Program EPR legł w gruzach, jest zaprzeczeniem mechaniki kwantowej.

Pięć lat po Bellu, John Clauser (Nobel 2022), Mike Horne, Abner Shimony i George Holt (CHSH) [4] wyprowadzają nowe nierówności Bella, które dotyczą także obserwacji eksperymentalnych. Nierówności CHSH rozstrzygały pomiędzy opisem kwantowym a lokalnym realizmem, co jest bardziej pojemnym pojęciem niż elementy rzeczywistości EPR. *Lokalny realizm* obowiązuje w relatywistycznej fizyce klasycznej. Najprostsza definicja realizmu to założenie, że wielkości dotyczące obiektów fizycznych mierzone i niemierzone w danym eksperymencie są traktowane w teorii realistycznej na równych prawach. Jeżeli np. teoria ta jest deterministyczna, to wielkości niemierzone są nieznanne, ale jednak mają jakąś (tzw. kontryfaktyczną) ustaloną wartość. Teoria lokalna to teoria zgodna z zasadami teorii względności zabraniającymi propagacji oddziaływań z prędkościami nadświetlnymi.

Dodatkowo CHSH wskazują, że kaskady fotonowe wapnia produkujące pary splątanych polaryzacyjnie fotonów umożliwią wykonanie eksperymentu Bella. Clauser, który obstawiał, że potwierdzi tezę EPR, wraz ze Stuartem Freedmanem wykonał w 1972 roku pomiary korelacji polaryzacji fotonów pochodzących z tych kaskad. Krzywa eksperymentalna, z dokładnością do błędów pomiarowych, pokrywała się z przewidywaniami mechaniki kwantowej!

Opisane w Dodatku nierówności CHSH i CH (Clausera i Horna [5]) nie są spełniane przez mechanikę kwantową i obserwacje eksperymentalne. Zatem, co tu jest nie w porządku? Większość fizyków pracujących w dziedzinie kwantowej informacji powie: mamy (kwantową) „nie-lokalność”. Tej pewności nie jestem w stanie zrozumieć, zwłaszcza że Bohr od 1927 roku mówił o zasadzie komplementarności, która jest przeciwieństwem realizmu. Jeżeli znamy wartość pewnej wielkości fizycznej, to o wartościach wielkości komplementarnych nie wolno nam myśleć jak o istniejących choćby w teorii. Maksymalnie komplementarne np. są położenie i pęd cząstki, dwie prostopadłe względem siebie składowe spinu, kołowe i (dowolne) liniowe polaryzacje fotonu itp. Ja obstawiam komplementarność, ale z logicznego punktu widzenia albo mamy *nie-lokalność* albo *komplementarność*, albo *i to i to*. No jeszcze możemy spekulować, że wszystko we Wszechświecie jest zdeterminowane i zestrojone, zatem wybory pomiarów Alicji i Boba nie są przypadkowe i od siebie niezależne, ba, nawet mogą być powiązane z wartościami ukrytych zmiennych λ (Dodatek). To jednak by sugerowało, że zmienne przyszłego eksperymentu są np. powiązane z dniem, w którym wysyłamy nasz wnio-



Ryc. 1. Schemat eksperymentu Bella-CHSH. S jest źródłem splątanych par „czarne skrzynki” to urządzenia pomiarowe pozwalające na wybór dokonywanego lokalnego pomiaru (dwóch różnych obserwacji). „Wychodzący” z nich wynik pomiaru jest zapisywany jako ± 1 . Gdy skrzynki reprezentują polaryzatory liniowe, optymalnym wyborem ich alternatywnych ustawień α, α' i β, β' są podane wartości (w stopniach). W przypadku nierówności CHSH i CH interesują nas częstości wyników $a = b = a' = b' = +1$, za pomocą których szacujemy prawdopodobieństwa

sek o grant, i wszystkim innym po to, aby nas oszukać. Zatem, mamy coś na kształt super astrologii.

Czy sukces Clausera zapewnił mu sławę i były się o niego uniwersytety? Nie. Nadal paradoksem EPR nie wypadało się zajmować i Clauser nigdy nie został profesorem... Alain Aspect, ostrzegany przez Bella, że nie wypada tego robić, postanowił przeprowadzić eksperymenty (prawie) dokładnie wg protokołu zakładanego przez CHSH. W ostatnim eksperymencie (1982) orientacja analizowanej w obu stacjach pomiarowych polaryzacji zmieniała się w czasie na tyle szybko, że informacja o niej nie mogła mieć nawet hipotetycznego wpływu na proces emisji fotonów [6]. Przewidywania kwantowe przetrwały te tortury. Część fizyków i filozofów nauki była zachwycona i uważała, że zamyka to debatę Einstein-Bohr, inni wskazywali na niedoskonałości eksperymentu. Większość nie była zainteresowana. Aspect przestał robić eksperymenty bellowskie i nigdy do nich nie wrócił (proszę sobie odpowiedzieć na pytanie: dlaczego?). Badania eksperymentalne były rzadkie, dyskusja raczej była zdominowana przez upartych przeciwników mechaniki kwantowej, zatem ignorowana przez zachwyconą teorią kwantów większość.

Jednak postęp w kwantowej inżynierii doprowadził do możliwości przeprowadzania eksperymentów z pojedynczymi lub tylko kilkoma obiektami kwantowymi. Eksperymenty myślowe Einsteina i Bohra stały się wykonalne. Powstawały też nowe eksperymenty myślowe.

- *Superperpozycja, nierozróżnialność procesów, interferencja*. Zerknijmy do książki Feynmana (*Feynmana wykłady z fizyki t. 3*, PWN – przyp. red.). Twierdzi on, że podstawowa różnica pomiędzy procesami kwantowymi a klasycznymi ujawnia się w złożeniu prawdopodobieństw procesów, które, jak się wydaje, realizują się poprzez pewne dwie lub więcej sytuacji pośrednich. Cząstka opuszcza źródło s i dociera do przesłony, w której mamy dwie szczeliny i za tą przeszkodą rejestruje ją detektor w punkcie x . Skoro dotarła do punktu x , to musiała wcześniej przejść przez szczelinę k_1 lub szczelinę k_2 , a do każdej z nich, jeżeli dotarła, to ze źródła S . Oznaczmy prawdopodobieństwo wystąpienia zdarzenia późniejszego p pod

warunkiem, że wcześniej wystąpiło zdarzenie w jako $P(p|w)$. Prawdopodobieństwo zdarzenia najpierw wynosiło w , potem k , a w końcu p wynosi $P(p|k)P(k|w)$. A w przypadku dwóch alternatywnych dróg wiodących od zdarzenia s do x , będziemy mieli $P(x|s) = P(x|k_1)P(k_1|s) + P(x|k_2)P(k_2|s)$. Tak to opisują klasyczna fizyka i klasyczny rachunek prawdopodobieństwa. Jednak w „doświadczeniu z dwiema szczelinami” ta reguła składania prawdopodobieństw nie obowiązuje i tylko dlatego możemy obserwować obraz interferencyjny.³ Idealna interferencja (kontrast interferencyjny równy 1) polega na tym, że istnieje punkt położenia detektora x , w którym $P(x|s) = 0$, ale dla tego punktu $P(x|k_1)P(k_1|s) \neq 0$ i $P(x|k_2)P(k_2|s) \neq 0$.

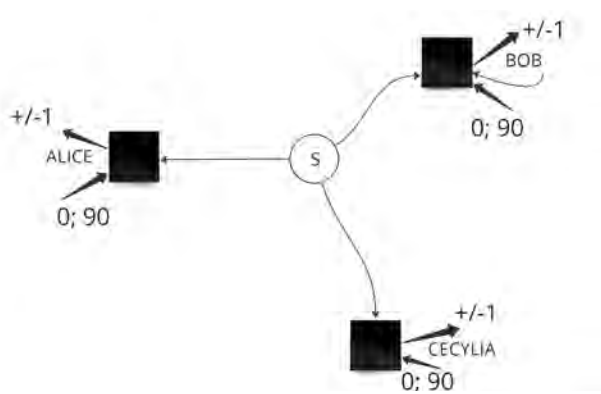
Feynman wykazuje, że warunkiem interferencji jest fundamentalna nierozróżnialność pomiędzy procesem, w którym cząstka przeszła szczeliną k_1 , a procesem, w którym cząstka przeszła szczeliną k_2 . Żadna inna wielkość fizyczna w całym Wszechświecie nie może być skorelowana z tymi alternatywnymi procesami. Jeżeli będziemy próbowali podpatrywać jakiś detektor czy jakieś oddziaływanie korelujące, to interferencja zniknie. Tak mówi teoria, to ukazują eksperymenty. Stan kwantowy zapewniający interferencję jest właśnie *superpozycją* stanu „cząstka w szczelinie k_1 ” i stanu „cząstka w szczelinie k_2 ”.

3. Od splątania wielofotonowego do teleportacji kwantowej

Szokiem dla mnie i wielu innych było wykazanie przez Danny Greebergera, Mike’a Horne’a i Antona Zeilinger (1989, GHZ) (podaję ich następną pracę z Shimonym, ponieważ zawiera więcej szczegółów i jest łatwiej dostępna [7]), że pewne stany N -cząstkowe, które oznaczmy jako $|GHZ(N)\rangle$, dają jeszcze ciekawsze korelacje niż te badane dla $N = 2$ przez Bella i innych (Dodatek). Otworzył się cały świat niezbadanych zjawisk. Wkrótce powstała nowa gałąź inżynierii kwantowej – *informacja kwantowa*.

W 1989 roku znane były wyłącznie źródła par splątanych fotonów. Fizycy zastanawiali się, czy można zaobserwować laboratoryjnie trój- (i więcej) fotonowe korelacje GHZ.

Rozwiązanie zostało zaproponowane w pracy [8] i udoskonalone w [9]. Aby uzyskać korelacje zgodne z $|GHZ(3)\rangle$ można użyć trzech niezależnie emitowanych par splątanych fotonów, jak się okazało pochodzących z trzech nawet niezależnych źródeł i dokonać procedury, którą nazwalismy wymianą splątania.



Ryc. 2. Schemat eksperymentu myślowego GHZ. Wartości wprowadzane do czarnych skrzynek tu reprezentują przesunięcia fazowe z rozumowania dotyczącego paradoksu GHZ (zob. twierdzenie Bella w formie CHZ w Dodatku)

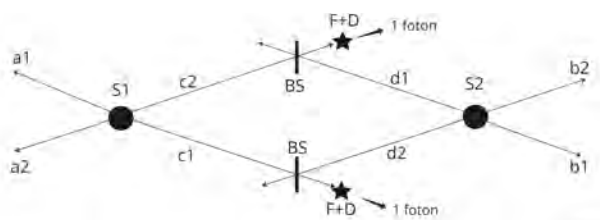
Zacznę od nowego źródła par splątanych fotonów – spontanicznej parametrycznej konwersji ku niższym częstotliwościom. Podstawowy problem kaskad fotonowych, pochodzących z pojedynczych atomów, to brak korelacji kierunkowej fotonów z emitowanej pary, co powodowało, że tylko niektóre z nich docierały do stacji pomiarowych. To czyniło kaskady bezużytecznymi, jeżeli celem jest eksperyment typu Bella jednoznacznie, bez dodatkowych założeń, falsyfikujący lokalny realizm. Na przykład gdy 1/3 fotonów, które miała odebrać Alicja, nie jest przez nią rejestrowana (i tak samo u Boba), to nigdy nie złamiemy nierówności Clausera-Horne’a.

Konwersja parametryczna daje rewelacyjne korelacje kierunkowe emitowanych par fotonów. Jeden z fotonów z emitowanej pary jest nazywany sygnałowym, a drugi ubocznym. Powstają w wyniku „pęknięcia” fotonów z silnej, kwazimonochromatycznej wiązki „pompującego” światła laserowego, przechodzącej przez przezroczysty „kryształ nieliniowy”. Ich częstotliwości, odpowiednio ω_s i ω_i prawie dokładnie dodają się do częstotliwości laserowej ω_l , a ich wektory falowe, \vec{k}_s i \vec{k}_i dają razem prawie dokładnie wektor falowy fotonu laserowego \vec{k}_l . To wcale nie wynika z zasad zachowania, ale z interferencji, ponieważ pojedyncza para powstaje w tym fragmencie kryształu, przez który przechodzi wiązka laserowa, a poza tym miejsce emisji jest całkowicie nieokreślone. Te dwie relacje razem powodują skorelowanie kierunków emisji, a właściwie ich kwantowe splątanie. Fotony są prawie idealnymi realizacjami par EPR w zakresie częstotliwości i momentów detekcji. Częstotliwość fotonu ubocznego wyznacza częstotliwość fotonu sygnału, gdyż $\omega_s \approx \omega_l - \omega_i$. Natomiast jeżeli dwa detektory ustawimy równie daleko od źródła par, to momenty detekcji obu fotonów będą praktycznie takie same $t_i = t_s$.

Od 1986 roku konwersja parametryczna stała się kołem roboczym generacji fotonowego splątania. Pierwsze, niedoskonałe eksperymenty bellowskie nowego typu

3. Obraz interferencyjny jest obserwowany po bardzo wielu powtórzeniach danego doświadczenia wykonanego zawsze w taki sam sposób (zespół statystyczny powtórzeń).

zostały wykonane przez grupę Mandela i niezależnie Yanhua Shiha i Carolla Alleya. W 1994 roku grupy Zeilingera i Shiha wspólnie pokazały, że w tzw. parametrycznej konwersji drugiego typu, możemy uzyskać pary jednokolorowych fotonów splątanych polaryzacyjnie. W 1998 roku grupa Zeilingera wykonała ulepszoną wersję eksperymentu Aspecta wykorzystując to zjawisko, zapewniając przy tym przypadkowość ustawień polaryzatorów w dwóch stacjach obserwacyjnych odległych od siebie o 400 metrów [10].



Ryc. 3. Schemat ideowy wymiany splątania. Źródło S1 pompowane impulsami laserowymi o długości czasowej T_{pump} emituje dwa fotony w tym samym kolorze w stanie równowagowej superpozycji emisji w kanałach a1 i c1 oraz a2 i c2. Niezależne, identyczne impulsowe źródło S2 emituje jednocześnie dwa fotony w stanie równowagowej superpozycji emisji w kanałach b1 i d1 oraz b2 i d2. BS to lustra półprzepuszczalne, a F+D – układ pomiarowy (oznaczony gwiazdką): wąskopasmowy filtr, dający czas koherencji T_c oraz detektor. Gdy $T_{coh} \gg T_{pump}$, fotony uboczne z S1 i S2 są efektywnie nierozróżnialne. Po detekcjach fotonów ubocznych (oznaczonych gwiazdkami), fotony sygnałowe są w stanie splątany będącym równowagową superpozycją stanu „po fotonie” w kanałach a1 i b1 a2 i b2, co łatwo sprawdzić „na palcach” analizując alternatywne procesy prowadzące do oznaczonych gwiazdkami detekcji.

W artykule [8] opisano operacyjne warunki dokonania procesu wymiany splątania pomiędzy dwiema parami fotonów emitowanych przez dwa niezależne źródła. Przykładem są właśnie źródła wykorzystujące parametryczną konwersję. Układ interferometryczny (ryc. 3) realizuje proces detekcji obu fotonów ubocznych z tych dwóch par w taki sposób, że nie wiemy, który z pary zarejestrowanych fotonów, każdy w innym detektorze, pochodzi z którego źródła. Taka detekcja sygnalizuje, że dwa pozostałe fotony sygnałowe, bez względu na to jak daleko są od siebie, muszą być w stanie splątany i to pomimo tego, że pochodzą z różnych źródeł, nigdy ze sobą nie oddziaływały czy interferowały. To wymaga, żeby fotony uboczne miały takie same spektrum częstotliwości i dodatkowo, żeby ścisła korelacja czasowa detekcji fotonów z jednego źródła została zerwana. Gdybyśmy tej korelacji nie wymazali, to można by rozpoznać pary fotonów z konkretnego źródła, gdyż ich momenty detekcji byłyby ściśle skorelowane czasowo. Oba te warunki można spełnić przepuszczając fotony uboczne przez odpowiednio wąskie filtry częstotliwości, które wydłużają czas koherencji fotonów do $\tau_{coh} \approx \frac{1}{\Delta\omega_F}$, gdzie $\Delta\omega_F$ jest szerokością częstotliwościową filtra. W późniejszej pracy [9] wykazaliśmy, że dodatkowym, optymalnym rozwiązaniem technicznym jest użycie impulsowych laserów pompujących.

Na końcu pracy [8] sygnalizujemy, że procedura wymiany splątania pozwoli na obserwacje korelacji GHZ (eksperyment: grupa Zeilingera w 1999 roku [11]), a również umożliwi wykonanie perfekcyjnego eksperymentu bellowskiego z powiadamianiem o powstawaniu par splątanych (grupa Hansona w 2015 dokonała w ten sposób pierwszego perfekcyjnego testu Bella [12], wyprzedzając Zeilingera o parę miesięcy) oraz że modyfikacja tej konfiguracji pozwoli na realizację procesu kwantowej teleportacji (grupa Zeilingera [13]). Eksperymentalna kwantowa teleportacja (Dodatek) była jednym z najważniejszych kamieni milowych wskazujących na możliwość powstania technologii kwantowych.



Ryc. 4. „Innsbruck team”⁴ zakończenie Bankietu Noblowskiego, Sztokholm 11.12.2022 (urodziny autora artykułu); kolejno od lewej: Harald Weinfurter, Claudia Keller, Anton Zeilinger, Marek Żukowski

Pierwszą wymianę splątania zasygnalizowała grupa Zeilingera w 1998 roku [14]. Sama procedura jest jednym z elementów kwantowych protokołów, które ułatwią transmisję splątania na duże odległości (łańcuchowy system wymian splątania), co umożliwi dalekozasięgową, bezpieczną komunikację kwantową. Tu warto wspomnieć, że Anton Zeilinger jest też jednym z pionierów w dziedzinie eksperymentalnej kryptografii kwantowej i innych kwantowych technologii, co też znalazło się w uzasadnieniu przyznania Nagrody Nobla 2022. Szerze, ale bardziej specjalistyczne omówienie tych badań można znaleźć z naszej pracy przeglądowej [15].

- *Cel doświadczeń uhonorowanych Nagrodą Nobla.* Czasami możemy spotkać się z poglądem, że przedstawione doświadczenia są „ilustracją” paradoksów czy też „reguł” mechaniki kwantowej. Oczywiście większość fizyków obstawia, że tego typu doświadczenia dadzą wyniki zgodne z przewidywaniami teorii

4. Słynna innsbrucka grupa „fotonowa” sformowana na początku lat 90. XX wieku (przyp. red.).

kwantów. W tym kontekście przypomnijmy eksperyment Hertza z 1887 roku. Wykazał on, że naprawdę jesteśmy w stanie obserwować zjawiska, w których fale elektromagnetyczne przenoszą energię i że to możemy *kontrolować*. Wynik eksperymentu Hertza był już zakodowany w równaniach Maxwella, ale ważne było potwierdzenie, że ich efekty są obserwowalne, a dla przyszłości inżynierii – kontrolowalne. Dzięki temu mamy radio itp. Ostatecznym trwałym osiągnięciem tegorocznych noblistów jest właśnie wykazanie obserwowalności i kontrolowalności paradoksalnych zjawisk kwantowych i dlatego razem z tymi eksperymentami rodziły się nadzieje na technologie kwantowe.

4. Gdańsk. Moi współpracownicy. ICTQT

W poprzednim rozdziale opisywałem moją współpracę z Antonem w czasie, gdy pracował na Uniwersytecie w Innsbrucku, a ja zdobyłem tam przydomek „permanentnego profesora wizytującego”. W 1999 roku Anton przeniósł się do jego ukochanego Wiednia, ja zaś stopniowo zacząłem budować grupę naukową na Uniwersytecie Gdańskim, przechwytyjąc najbardziej utalentowanych magistrantów (Dago Kaszlikowski, Wiesiu Laskowski, Marcin Wieśniak, nieco później Marcin Markiewicz). Spoza UG dołączyli Aditi Sen-De, Tomek Paterek i Marcin Pawłowski, później Mohamed Nawareg i Arijit Dutta. Wszyscy napisali wspaniałe doktoraty i nadal pracują naukowo, część z nich to profesorowie tytularni, jest też prorektor, pierwsza w historii kobieta zdobywczyni indyjskiej nagrody Shanti Swarup Bhatnagar Prize w kategorii fizyka i laureat IgNobla (autonominacja). Ci z większym stażem mają swoje grupy naukowe. Nadal bywam profesorem wizytującym w Wiedniu, ale dzięki Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej (FNP) oraz konsorcjalnym grantom Unii Europejskiej mogłem w XXI wieku finansować badania w Gdańsku.

Po bohaterskim okresie innsbruckim, z Antonem i naszymi współpracownikami dowiedliśmy, że korelacje EPR par układów bardziej skomplikowanych niż dwa kubity są w znacznie większym stopniu nieklasyczne, niż te rozważane przez Bella, Clausera i innych; przedstawiliśmy ogólne twierdzenie dotyczące redukcji kosztu komunikacyjnego obliczeń rozproszonych możliwej przy zastosowaniu metod kwantowych; dokonaliśmy pierwszej interferencji naprawdę niezależnych od siebie fotonów; obaliliśmy eksperymentalnie pewną rodzinę realistycznych teorii nielokalnych. Szereg eksperymentów dotyczących interferometrii wielofotonowej wykonały, współpracując ze mną, zespoły (byłych współpracowników Antona): Harald Weinfurtera (Monachium) i Jian-Wei Pan (USTC, Hefei-Szanghaj). Od 2006 roku w tej dziedzinie intensywnie współpracuję z grupą Moha-

meda Bourennane (Sztokholm). Wraz z Caslavem Bruknerem napisaliśmy pracę o rozszerzeniu nierówności typu CHSH-Bella dla układów wielokubitowych dającym wszystkie możliwe takie nierówności.

Od 1995 roku zaczęły się ukazywać wspaniałe prace dotyczące ogólnej teorii stanów splątanych i teorii informacji kwantowej autorstwa rodziny Horodeckich (Ryszarda, Pawła, Michała, później Karola), co ustabilizowało silną pozycję UG w tego typu badaniach w Polsce i na świecie. W 2007 roku utworzono Krajowe Centrum Informatyki Kwantowej pierwotnie zlokalizowane we wspaniałej willi w Sopocie. W 2018 roku powstało International Centre for Theory of Quantum Technologies (ICTQT) finansowane przez FNP w ramach programu Międzynarodowe Agendy Badawcze bazującego na funduszach Unii Europejskiej. Naszym oficjalnym partnerem naukowym i wzorcem do naśladowania jest IQOQI-Wienna utworzone z inicjatywy Antona Zeilingera. ICTQT na początku zatrudniało tylko dwóch naukowców: Pawła Horodeckiego i autora niniejszego artykułu, a obecnie cały zespół naukowy liczy około 70 osób. Jest to językowo istna Wieża Babel, a intelektualnie kwantowa kraina czarów.

W ramach ICTQT, oprócz niestety dyrektorowania, jestem szefem grupy Wielofotonowej Optyki Kwantowej i Kwantowej Informacji. Moi doktoranci to Bianka Wołoncewicz i Konrad Schlichtholtz, a postdocy Tamoghna Das i Antonio Mandarino, nieformalnymi członkami grupy są Marcin Karczewski i Marcin Markiewicz. Liderami innych grup naukowych w ICTQT są Ana Belen Sainz, Łukasz Rudnicki, Marcin Pawłowski, Michał Horodecki i Paweł Horodecki. Zapraszam na stronę www.ictqt.edu.pl

Aha, nie wspomniałem jeszcze o metodologii, którą stosujemy: wszelkimi sposobami próbować rozwiązać problem naukowy, który nas dręczy i nie poddawać się, gdy na początku nie mamy zielonego pojęcia, jak to zrobić.

5. Dodatek

- *Stany kwantowe*. Będę tu używał tego pojęcia w sposób niezależny od interpretacji mechaniki kwantowej. Zatem stan kwantowy jest specyficznym dla teorii kwantów opisem własności statystycznego zespołu równoważnie przygotowanych układów kwantowych, który umożliwia otrzymanie prawdopodobieństw wyników wszystkich możliwych przyszłych eksperymentów (za pomocą reguły Borna). W tym neutralnym podejściu stan opisuje indywidualny układ kwantowy jako element takiego zespołu statystycznego. Wszystkie wewnętrznie spójne interpretacje mechaniki kwantowej, nie będące jej modyfikacjami, muszą być z tym zgodne.

Mogą tylko dodawać pewne cechy do stanu kwantowego lub przypisywać go indywidualnym układom kwantowym należącym do wspomnianego zespołu statystycznego, ale nie mogą modyfikować reguł obliczeniowych teorii kwantów, sama teoria kwantów bowiem jest „zbiorem reguł pozwalających obliczyć prawdopodobieństwa makroskopowych zdarzeń dektcyjnych” [16].

- *Kubit* (ang. *qubit*). Tak jak pojęcie bitu jest podstawowe dla klasycznej teorii informacji, klasycznej informatyki i dla bramek logicznych, tak kubit to analogiczne pojęcie w kwantowej teorii informacji, informatyce kwantowej i dla kwantowych bramek logicznych. Bit to fizycznie stan jakiegoś przełącznika, np. tranzystora: wartość 0 – prąd nie płynie, wartość 1 – prąd płynie. Idealnym kubitom jest polaryzacja pojedynczego fotonu (spin elektronu też). Przyjmijmy, że wiążemy z polaryzacją liniową poziomą (H) wartość logiczną 0, a z polaryzacją pionową (V) wartość 1. Jednak pion czy poziom to nic obiektywnego dla fotonów, zatem możemy mieć polaryzacje liniowe w dowolnych pośrednich kierunkach. I tak na przykład polaryzacja diagonalna (D) ma składową poziomą, jak też pionową i to o tej samej długości, ale nie jest żadną z tych polaryzacji. W takim przypadku foton niesie (równowagową) superpozycję kubitów polaryzacyjnych stanów reprezentujących wartości bitowe 0 i 1. **Opis dla bardziej zaawansowanych:** wtedy mamy $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)$ lub używając zapisu logicznego $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$. Dowolny stan kubitów można przedstawić jako $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sin\theta|0\rangle + e^{i\phi}\sin\theta|1\rangle)$, gdzie θ i ϕ to dwie liczby rzeczywiste.
- *Kwantowe stany czyste i mieszane*. Stany czyste układu kwantowego (jako elementu zespołu statystycznego...) to te, dla których przypadkowość przewidywanych wyników pomiarów ma naturę wyłącznie kwantową. Innymi słowy nie ma sposobu, aby je opisać jako klasyczną probabilistyczną mieszaninę dwóch różnych stanów kwantowych (raz się pojawia ten, a raz tamten stan, ale nie wiemy kiedy który, znamy tylko prawdopodobieństwa ich występowania). To one są reprezentowane za pomocą wektorów (zespolonej) przestrzeni Hilberta (o długości czyli „normie” 1). W przypadku stanów kubitów ma ona wymiar dwa. Tak jak wektory rzeczywiste dwuwymiarowe możemy przedstawić jako ciągi liczb (r_1, r_2) , tak uogólnienie hilbertowskie dla kubitów wymaga przedstawienia rozszerzonego do ciągów liczb zespolonych (c_1, c_2) . Już w szkole podstawowej dowiedzieliśmy się, że każdy wektor może być przedstawiony jako złożenie (superpozycja) dwóch innych, więc zauważą Państwo natychmiast, że często

spotykana fraza „[czysty] stan kwantowy kubitów może być superpozycją dwóch innych, różnych od niego stanów” jest całkowicie bez sensu, ponieważ zawsze jest superpozycją. Natomiast *stany mieszane* zawsze możemy opisać jako klasyczną probabilistyczną mieszaninę dwóch różnych stanów kwantowych czystych lub mieszanych.

- *Stany splątane* muszą dotyczyć przynajmniej dwóch podukładów. Dla twierdzenia Bella istotne jest, aby te układy były cząstkami oddalonymi od siebie. Konieczność ich istnienia można wykazać następująco. Wyobraźmy sobie cząstkę o spinie 0, która rozpada się na dwie cząstki o spinie $\frac{1}{2}$, a ich całkowity spin wynosi nadal 0. Spin to wielkość wektorowa posiadająca składowe. Skoro całkowity spin to nadal zero, a więc suma spinów obu cząstek to też zero, a zatem wszystkie składowe tej sumy mają wartość 0. Jednak pojedynczy pomiar dowolnej składowej spinu cząstki o spinie $\frac{1}{2}$ zawsze daje jedną z wartości $\pm\frac{1}{2}$ i nic innego, bo taka jest natura spinu. Dlatego w przypadku każdej wspomnianej pary spinów pomiar *tej samej* składowej dla każdego z tych spinów z osobna musi dawać wyniki przeciwne, aby w efekcie otrzymać zero, ponieważ jednym ze sposobów poznania wartości jakiejś składowej łącznego spinu pary cząstek jest pomiar danej składowej dla każdej z obu cząstek i zsumowanie wyników. Jednak wartości *średnie* pomiaru dowolnej składowej spinu jednej z cząstek muszą wynosić zero, czyli lokalny pomiar daje wartości przypadkowe $+\frac{1}{2}$ i $-\frac{1}{2}$ z równym prawdopodobieństwem. Wynika to z tego, że jeżeli całkowity spin wynosi 0, to nie jest wyróżniony żaden kierunek i reguła Borna przewidująca prawdopodobieństwa zastosowana do pojedynczego spinu też nie może wyróżniać żadnego kierunku (poprzez niezerową wartość średniej wartości spinu w danym kierunku.). **Dla zaawansowanych:** Stan o którym mówię to „singlet” $\frac{1}{\sqrt{2}}(|+z\rangle_A |-z\rangle_B - |-z\rangle_A |+z\rangle_B)$, gdzie $|\pm z\rangle$ jest stanem własnym operatora składowej z spinu stowarzyszonej z wartościami własnymi odpowiednio $\pm\frac{1}{2}$. Nie da się go przedstawić w formie sfaktoryzowanej $|\Psi_A\rangle_A |\Phi_B\rangle_B$, która stanowi formalną definicję stanów czystych „niesplątanych” („separowalnych”). Mieszane stany separowalne dwóch układów, to stany dające się opisać jako probabilistyczna mieszanina czystych stanów separowalnych.
- **Teorie z lokalnymi ukrytymi zmiennymi** są równoważnym podejściem do lokalnego realizmu. Ukryte zmienne (dalej oznaczane przez λ), to zmienne niewystępujące w formalizmie kwantowym, dodane do niego, aby modelować probabilistyczną naturę kwantowych przewidywań. Wprowadzamy ich rozkład statystyczny $\rho_{LHV}(\lambda|\psi)$ związany z danym

stanem kwantowym $|\psi\rangle$. Jeżeli mierzymy zmienną α , to takie teorie przewidują, że jej wartość a występuje z prawdopodobieństwem wyrażonym wzorem: $P(a|\alpha, \psi)_{LHV} = \int d\lambda p_{LHV}(\lambda|\psi) p_{LHV}(a|\alpha, \lambda)$, gdzie $p_{LHV}(a|\alpha, \lambda)$ jest klasycznym prawdopodobieństwem warunkowym. Postulat lokalności wymusza następującą formułę dla uzyskania wartości a i b w przestrzeni rozdzielonych jednocześnie pomiarach α i β : $P(a\&b|\alpha, \beta; \psi)_{LHV} = \int d\lambda p_{LHV}(\lambda|\psi) p_{LHV}(a|\alpha, \lambda) p_{LHV}(b|\beta, \lambda)$. Takie sformułowanie prowadzi do wspomnianych nierówności Bella dla lokalnego realizmu. Na przykład nierówność Clausera i Horna (CH) [5], zapisana w uproszczonej notacji $P(a\&b) = P(a\&b|\alpha, \beta; \psi)_{LHV}$, ma następującą postać

$$P(a\&b) + P(a\&b') + P(a'\&b) - P(a'\&b') - P(a) - P(b) \leq 0.$$

Ta nierówność jest też spełniana w klasycznym rachunku prawdopodobieństwa. Maksymalna wartość lewej strony przewidywana przez mechanikę kwantową dla eksperymentu Bella to $\frac{\sqrt{2}-1}{2}$. Czy to oznacza, że $P(a\&b|\alpha, \beta; \psi)_{LHV}$ musi być zastąpione przez $\int d\lambda p_{\psi}(\lambda) p_{HV}(a\&b|\alpha, \beta, \lambda)$ (złamanie lokalności), czy po prostu ukryte zmienne λ nie istnieją, a zatem wszystkie powyższe formuły są bez sensu – tego niespełnienie (“złamanie”) nierówności CH nie rozstrzyga.

- **Problem nieefektywnej detekcji.** Jeżeli nasz system detekcji po obu stronach eksperymentu nie wychwytuje dużej części cząstek, np. tylko ułamek z nich, to prawdopodobieństwa detekcji koincydencyjnej (cztery pierwsze w nierówności CH) zmniejszają się o czynnik η^2 , natomiast $P(a)$ i $P(b)$ tylko o czynnik η . Można wykazać, że dla $\eta \leq \frac{2}{3}$ kwantowe korelacje polaryzacji fotonów nie są w stanie dać po lewej stronie nierówności CH wartości powyżej zera, czyli jest niemożliwe jej złamanie. Ten istotny problem eksperymentalny został po raz pierwszy pokonany w 2015 roku [12].
- **Twierdzenie Bella w formie GHZ.** Weźmy stan $|GHZ(3)\rangle$ dany wzorem $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_A |H\rangle_B |H\rangle_C + |V\rangle_A |V\rangle_B |V\rangle_C)$. Opisuje on pewne splątane własności trzech cząstek, np. polaryzacje fotonów, a wtedy H to polaryzacja horyzontalna, a V pionowa. Każdy z trzech fotonów porusza się ku innej stacji pomiarowej kontrolowanej odpowiednio przez Alicję, Boba, Cecylię i pojawiają się tam jednocześnie. Stacje te są bardzo od siebie odległe, źródło cząstek jest w centrum trójkąta równobocznego przez nie wyznaczanego. Tuż przed aktem pomiaru w kanałach V obserwatorzy ustalają wartości lokalnych faz na wejściu do ich urządzeń

odpowiednio ϕ_A, ϕ_B and ϕ_C . To powoduje pojawienie się czynnika fazowego $e^{i(\phi_A+\phi_B+\phi_C)}$ przed drugim członem stanu.

Elementy obliczeń. Zakładamy że ich końcowe stacje pomiarowe rozróżniają pomiędzy stanami polaryzacji liniowej $|\pm\rangle_X = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(|H\rangle_X \pm |V\rangle_X)$, gdzie $X = A, B, C$. Pamiętając, że $\langle H|V\rangle = 0$, widzimy, że amplitudy prawdopodobieństwa detekcji w detektorach rejestrujących stany $|\pm\rangle_X$ dla poszczególnych fotonów, muszą mieć ogólną formę $\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^4 (1 \pm e^{i(\phi_A+\phi_B+\phi_C)})$. Na przykład rejestracja zgodna z $|+\rangle_X$ dla wszystkich obserwatorów ma amplitudę $\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^4 (1 + e^{i(\phi_A+\phi_B+\phi_C)})$. Możemy stowarzyszyć ze stanami $|\pm\rangle_X$ odpowiednio wartości $\pm 1 = X(\phi_x)$, czyli to będą wartości własne naszych obserwacji, reprezentujące możliwe wartości pomiarowe. To pozwala uzyskać zgrabną formułę na średnią wartość iloczynu lokalnych wyników

$$\langle A(\phi_a)B(\phi_b)C(\phi_c) \rangle = \cos(\phi_A + \phi_B + \phi_C).$$

Gdy $\cos(\phi_A + \phi_B + \phi_C) = \pm 1$, mamy doskonałe korelacje GHZ, uogólnienie korelacji EPR. Wydaje się, że można za pomocą nich zdefiniować elementy rzeczywistości dla każdej trójki fotonów w stanie $|GHZ(3)\rangle$. Dla pewnych „czterech alternatywnych” możliwych kombinacji lokalnych faz ϕ_X (zapiszemy je poniżej w stopniach) będziemy mieli następujące relacje elementów rzeczywistości (potencjalnych wyników równych $+1$ lub -1), które odpowiednio oznaczymy jako $A(A), B(B)$ i $C(C)$, uzupełniające opis kwantowy cząstek A, B i C

$$A(0)B(0)C(0) = \cos 0 = 1,$$

$$A(0)B(90)C(90) = \cos 90^\circ = -1,$$

$$A(90)B(90)C(0) = \cos 90^\circ = -1,$$

$$A(90)B(0)C(90) = \cos 90^\circ = -1.$$

Ale... $A(\phi_x)^2 = B(\phi_x)^2 = C(\phi_x)^2 = 1$, zatem trywialne przemnożenie tych czterech równań stronami daje $1 = -1$, czyli metoda EPR nie ma sensu. Zauważmy, że każdy z obserwatorów w konkretnej sytuacji musi wybrać pomiędzy pomiarem z fazą 0 lub 90° , co zgodnie z zasadą komplementarności Bohra uniemożliwia całe powyższe rozważania, jeżeli bowiem określimy np. wartość $A(0)$, to nie mamy prawa w przypadku tej samej cząstki A rozważać jednocześnie wartości $A(90)$ jako określonej, ale nieznannej.

- **Dlaczego fotony „pękają” w pewnych „nieliniowych” kryształach?** Gdy pojawiły się lasery, fizycy nagle mieli stabilne źródła quasi-monochromatycznego światła o niespotykanej dotąd mocy. Szybko je wykorzystano m.in. do generacji drugiej harmonicznej światła, czyli do przemiany części światła lasera o częstotliwości ν w światło o częstotliwości 2ν . Jest to możliwe np.

gdy promień lasera przechodzi przez kryształ (zawsze dwójłomny, odpowiednio zorientowany), którego polaryzacja elektryczna przy dużym natężeniu fali wchodzącej ma nie tylko zwyczajny człon liniowy $P(\vec{x}, t)_L = \chi E(\vec{x}, t)$, ale także istotną część zależną od kwadratu pola elektrycznego związanego z falą świetną, czyli $P(\vec{x}, t)_{NL} = \chi_{NL} E^2(\vec{x}, t)$. Uwaga: to jest wzór przybliżony, w rzeczywistości mamy do czynienia z tensorem polaryzowalności nieliniowej i musimy uwzględnić polaryzację światła i wektorową naturę pola elektrycznego. Z równań Maxwella wynika, że drgania polaryzacji elektrycznej ośrodka powodują emisję fali elektromagnetycznej o częstotliwości tych drgań. W przypadku $P(\vec{x}, t)_{NL}$, jeżeli „pompująca” (pierwotna) fala ma częstotliwość $\nu = \omega/2\pi$, to będzie emitowana fala o częstotliwości 2ν , ponieważ jeśli $E(\vec{x}, t) = E_0 \cos \omega t$, to nieliniowa część polaryzacji elektrycznej jest proporcjonalna do $E^2(\vec{x}, t) = E_0^2 \cos^2 \omega t = \frac{1}{2} E_0^2 (\cos 2\omega t + 1)$. Kwadrat amplitudy, E_0^2 , wyraźnie wskazuje, że to zjawisko jest tym silniejsze im silniejsze jest wchodzące pole, a dla słabych pól zanika. Dlatego musimy używać laserów, aby je zaobserwować. Jeżeli rozpatrzymy to zjawisko z fotonowego punktu widzenia, to proces ten musi polegać na przemianie pary fotonów z lasera o częstotliwości ν w jeden foton o częstotliwości 2ν . Zatem teoria kwantów wymaga, by operator generujący ewolucję (hamiltonian, \hat{H}) miał człon proporcjonalny do $\hat{a}^\dagger(2\nu)\hat{a}(\nu)\hat{a}(\nu)$, gdzie $\hat{a}^\dagger(2\nu)$ jest operatorem kreacji fotonu o częstotliwości 2ν , a $\hat{a}(\nu)$ to operator anihilujący (usuwający) foton o częstotliwości ν . Symbol \dagger oznacza tu sprzężenie hermitowskie (jest to pewne matematyczne przekształcenie, zob. dalej). Czyli operator $\hat{a}^\dagger(2\nu)$ jest sprzężeniem operatora anihilacji $\hat{a}(2\nu)$ i na odwrót (zob. dalej). Mamy te same relacje dla $\hat{a}(\nu)$. Aby zrozumieć tego konsekwencje, wykorzystamy regułę, zgodnie z którą sprzężenie hermitowskie dowolnego wcześniej sprzężonego operatora \hat{A} daje operator pierwotny, czyli $(\hat{A}^\dagger)^\dagger = \hat{A}$, a dla bardziej wymagających trzeba tu jeszcze wspomnieć regułę $(\hat{A}\hat{B})^\dagger = \hat{B}^\dagger\hat{A}^\dagger$. I tu wkracza piękno teorii kwantów, generator ewolucji bowiem powinien być operatorem „samosprzężonym”, czyli $\hat{H}^\dagger = \hat{H}$, a to w rozważanym przypadku oznacza, że dyskutowany człon Hamiltonianu musi być tak uzupełniony, aby mieć formę samosprzężoną. Całość ma więc postać $\hat{a}^\dagger(2\nu)\hat{a}(\nu)\hat{a}(\nu) + \hat{a}(2\nu)\hat{a}^\dagger(\nu)\hat{a}^\dagger(\nu)$. Dodany człon jest sprzężeniem pierwszego i na odwrót, łatwo to sprawdzić. Ten nowy człon umożliwia przemiany fotonu o częstotliwości 2ν w dwa fotony o częstotliwości ν . Zatem jeżeli rozważymy silne laserowe pole „pompujące” o częstotliwości 2ν , to kryształ nieliniowy musi czasami emitować spontanicznie (tj. bez obecności pierwotnego pola o częstotliwości ν), pary fotonów

o tej częstotliwości. Tego typu zjawisko, znane we wcześniejszych latach 70. XX wieku, przy odpowiednim tzw. dopasowaniu fazowym (relacje geometryczne pomiędzy kryształem i wiązką światła laserowego), może produkować pary fotonów (sygnałowy i uboczny) emitowanych w bardzo dobrze określonych parach kierunków (zdefiniowanych przez wspomniane w tekście głównym wektory falowe \vec{k}_s i \vec{k}_i) oraz o dobrze określonych polaryzacjach liniowych. W przypadku dopasowania fazowego typu I są to dwie identyczne polaryzacje, a dla dopasowania typu II są to polaryzacje wzajemnie prostopadłe. Pewne tricki doświadczane pozwalają na uzyskanie splątanych stanów polaryzacji dla tych par. To może być nałożenie na siebie dwóch procesów dających przeciwne pary polaryzacji, np. poprzez sklejenie ze sobą dwóch dosyć cienkich, prostopadłościennych kawałków tego samego kryształu dwójłomnego, ale obróconych względem siebie o 90 stopni. Ponieważ nie mogę tu zapisać całego podręcznika dotyczącego przemiany częstotliwości światła w kryształach nieliniowych, odsyłam zainteresowanych szczegółami do naszej pracy przeglądowej [15].

- **Kwantowa teleportacja** [17] to protokół wykorzystujący interferencję trzech cząstek. Przedstawię to w formie powiązanej z eksperymentem Zeilingera. Rozpatrzmy teleportację stanu polaryzacji fotonu. Foton, nazwijmy go C , o nieznanym stanie polaryzacji $|\Psi\rangle_C$ pojawia się w laboratorium Alicji. Tam dociera drugi foton A , który jest w maksymalnie splątanim stanie polaryzacji $|\psi_-\rangle_{AB}$ z trzecim fotonem B , poruszającym się ku odległemu laboratorium Boba. Alicja ma interferometr powodujący ewolucję stanu cząstek C i A . W jego kanałach wyjściowych znajduje się układ detekcyjny nierozróżniający tych fotonów, a za to rozróżniający „stany Bella” ich polaryzacji: $|\psi_\pm\rangle_{CA} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_C|V\rangle_A \pm |V\rangle_C|H\rangle_A)$ i $|\phi_\pm\rangle_{CA} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_C|H\rangle_A \pm |V\rangle_C|V\rangle_A)$. Po pomiarze Alicja wysłała do Boba metodą klasyczną, np. za pośrednictwem telefonu na korbkę, dwa bity informacji: $b_1b_2 = 00$, albo 01 , albo 10 , albo 11 , co oznacza: otrzymałam wynik pomiaru zgodny odpowiednio z $|\psi_-\rangle_{CA}$, $|\psi_+\rangle_{CA}$, $|\phi_-\rangle_{CA}$, $|\phi_+\rangle_{CA}$. Po otrzymaniu b_1b_2 Bob wykonuje jedną z czterech transformacji (unitarnych) $U_{b_1b_2}$ stanu polaryzacji swego fotonu B . Te transformacje są wcześniej ustalone i tak dobrane, aby foton Boba uzyskiwał w wyniku tego protokołu zawsze stan polaryzacji $|\Psi\rangle_B$, czyli ten nieznaną stan, który „przyleciał” z fotonem C do Alicji.

*

Fascynujące aspekty kwantowej teleportacji:

- ✓ Gdy mamy precyzyjnie ustalony protokół (obejmujący strojenie interferometrów), to po uzyskaniu

dwóch bitów $b_1 b_2$ Bob odtwarza u siebie nieznaną Alicji stan $|\Psi\rangle$. Konkretny stan polaryzacji możemy zapisać w formie pary amplitud $(\cos \theta, \sin \theta e^{i\phi})$, zatem musimy znać wartości dwóch liczb rzeczywistych θ i ϕ . Aby więc informację o θ i ϕ przekazać Bobowi, powinniśmy mu przesłać nieskończoną liczbę bitów, ale to z kolei wymaga, abyśmy znali ten stan...

- ✓ Pierwotny stan cząstki C jest bezpowrotnie „z niej” wymazywany. Jeśli bity $b_1 b_2$ gdzieś się zagubią, to ten stan jest nie do odtworzenia.
- ✓ Wbrew legendom nie jest to przekaz natychmiastowy (potrzebny jest „telefon”); nie jest to przekaz fotonu, a jedynie stanu kwantowego polaryzacji fotonu C fotonowi B .

Acknowledgement

The author is supported by Foundation for Polish Science (FNP), IRAP project ICTQT, contract no. 2018/MAB/5, co-financed by EU Smart Growth Operational Programme.

Literatura

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777>.
- [2] N. Bohr, *Phys. Rev.* **48**, 696 (1935), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.48.696>.
- [3] J. S. Bell, *Physics Physique Fizika* **1**, 195 (1964), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195>.
- [4] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.880>.
- [5] J. F. Clauser and M. A. Horne, *Phys. Rev. D* **10**, 526 (1974), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.10.526>.
- [6] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.1804>.
- [7] D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger, *American Journal of Physics* **58**, 1131 (1990), URL <https://doi.org/10.1119/1.16243>.
- [8] M. Żukowski, A. Zeilinger, M. A. Horne, and A. K. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4287 (1993), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.4287>.
- [9] M. Żukowski, A. Zeilinger, and H. Weinfurter, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **755**, 91 (1995), URL <https://doi.org/10.1111/j.1749-6632.1995.tb38959.x>.
- [10] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5039 (1998), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.5039>.
- [11] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, M. Daniell, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1345 (1999), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.1345>.
- [12] B. Hensen, H. Bernien, A. E. Dréau, A. Reiserer, N. Kalb, M. S. Blok, J. Ruitenberg, R. F. L. Vermeulen, R. N. Schouten, C. Abellán, et al., *Nature* **526**, 682 (2015), URL <https://doi.org/10.1038/nature15759>.
- [13] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Nature* **390**, 575 (1997), URL <https://doi.org/10.1038/37539>.
- [14] J.-W. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3891 (1998), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.3891>.
- [15] J.-W. Pan, Z.-B. Chen, C.-Y. Lu, H. Weinfurter, A. Zeilinger, and M. Żukowski, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 777 (2012), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.84.777>.
- [16] C. A. Fuchs and A. Peres, *Physics Today* **53**, 70 (2000), URL <https://doi.org/10.1063/1.883004>.
- [17] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.1895>.