

**O MOŻLIWOŚCI TRANSMISJI SYGNAŁÓW
PONADŚWIETLNYCH W SIECIACH I SYSTEMACH
KOMPUTEROWYCH**

**ON THE POSSIBILITY OF THE TRANSMISSION OF
SUPERLUMINAL SIGNALS IN COMPUTER NETWORKS AND
SYSTEMS**

Zbigniew Andrzej Nowacki

*Instytut Informatyki Stosowanej, Politechnika Łódzka (Institute of Applied Computer
Science, Technical University of Lodz) E-mail: nova@eranet.pl*

STRESZCZENIE. W artykule przedstawiona jest stuletnia historia zmagania uczonych z problemem istnienia sygnałów przesyłanych z prędkością większą niż prędkość światła w próżni. Autor formuluje i broni tezę, że transmisja takich sygnałów nie jest sprzeczna z doświadczeniem i poprawną teorią fizyczną. W celu jej uzyskania autor postuluje zastąpienie w szczególnej teorii względności czasoprzestrzeni Minkowskiego przez regułę nazwaną zasadą hermetyzacji lub enkapsulacji sygnałów. W pracy pokazano, że hermetyzacja sygnałów, w odróżnieniu od wcześniej proponowanych mechanizmów, rzeczywiście usuwa wszelkie sprzeczności związane z ponadświatowym transferem informacji przy zachowaniu przekształceń Lorentza. Jednocześnie artykuł zawiera propozycję archetypowego eksperymentu zmierzającego do naruszenia statystycznej nierówności definiującej lokalność Einsteina w sposób istotnie różny od zastosowanego w znanej nierówności Bella.

ABSTRACT. The article presents the hundred-year history of the scholars' struggle with the problem of the existence of signals being sent with a velocity greater than that of light in vacuum. The author asserts and defends the proposition that the transmission of such signals is not at odds with experience and correct physical theory. In order to get it, the author postulates replacing the Minkowski space-time in special relativity by a rule called the signal encapsulation principle. In the paper it is shown that signal encapsulation, in contradistinction to mechanisms suggested earlier, really removes all contradictions connected with the superluminal transfer of information, Lorentz transformations being preserved. At the same time the article contains the proposal of an archetypal experiment aimed at the violation of a statistical inequality defining Einstein's locality in a way essentially distinct from the one applied in the well-known Bell inequality.

1. Wprowadzenie

Wiadomo, że na gruncie teorii względności Einsteina transmisja sygnałów z prędkością przekraczającą prędkość światła w próżni prowadzi do sprzeczności. Jednocześnie niektórzy fizycy twierdzą, że ich dziedzina zbliża się już do końca i że zostało już tylko kilka drobnych problemów do rozwiązania. Najwybitniejszym przedstawicielem tej grupy był nieżyjący już amerykański uczoney Feynman. (Właśnie powołując się na Feynmana pewien sprytny i umiejący liczyć biolog ogłosił, że wiek dwudziesty pierwszy będzie wiekiem biologii. Nie trzeba bowiem wielkiej wyobraźni, aby zrozumieć, że koniec jakiejś dziedziny musi być także praktycznym końcem uprawiających ją naukowców. Żaden parlament nie przeznaczy większych funduszy na gałąź wiedzy, w której wszystko zostało już wyjaśnione.) Jeśli Feynman miał rację, to ponadświatła transmisja sygnałów nie będzie nigdy zrealizowana. Ale czy rzeczywiście fizyka znajduje się na etapie wyglądającym jak zbliżanie się do końca? Otóż autor uważa, że jest wprost przeciwnie, co zamierza pokazać w tym i innych artykułach.

W rozdziałach od 2 do 7 omawiamy stuletnią historię zmagania uczonych z problemem istnienia sygnałów przesyłanych z ponadświatłymi prędkościami. W rozdziale 8 przedstawiamy propozycję archetypowego eksperymentu i dowodzimy, że implikuje on propagację ponadświatłych oddziaływań przyczynowo-skutkowych. Rozdział 9 zawiera opis statystycznej procedury umożliwiającej stwierdzenie tego faktu oraz definicję niezawodności łączy kwantowych z jednym detektorem. W rozdziale 10 podajemy nierówność (13) implikowaną przez przyczynowość stożków świetlnych Einsteina. Pokazujemy, że (13) jest dokładnym odpowiednikiem znanej dobrze fizykom nierówności Bella. Jednak o ile ta ostatnia jest naruszana w eksperymentach wykorzystujących łącza kwantowe z dwoma detektorami, o tyle (13) będzie – zdaniem autora – łamana w doświadczeniach stosujących łącza kwantowe z jednym detektorem.

Powyższa substytucja jednego detektora w miejsce dwóch odegra kluczową rolę w informatycznych zastosowaniach teorii. Jest ona wykonalna dzięki potędze fizyki kwantowej dopuszczającej pomiary ‘w zasadzie’ tj. takie, że sama możliwość ich przeprowadzenia zmienia kwantową rzeczywistość. W rozdziale 8 demonstrujemy, że ograniczenie się do jednego detektora pozwala na przesyłanie użytecznych sygnałów z ponadświatłymi prędkościami. Natomiast w rozdziale 11 podajemy mechanizm zabezpieczający przed sprzecznościami przy jednoczesnym wiernym zachowaniu przekształceń Lorentza tj. tego elementu szczególnej teorii względności, który jest potwierdzany w doświadczeniach.

2. Przekształcenia Lorentza w głównej roli

Ta wyreżyserowana przez samą naturę historia zaczyna się dokładnie 100 lat temu. Nieznany do tej pory prawie nikomu urzędnik biura patentowego Albert Einstein publikuje pracę [1], w której przedstawia nową teorię czasu i przestrzeni. Jedną z jej najważniejszych konsekwencji jest zastąpienie dotychczasowych wzorów umożliwiających zmianę systemu odniesienia, tj. przekształceń Galileusza, przez przekształcenia Lorentza [2]. Cechą charakterystyczną tych drugich jest wyróżnienie pewnej stałej zwanej prędkością światła w próżni i oznaczanej literą c . To powoduje m.in., że jeśli według pewnego obserwatora jakaś cząstka (ciało, pole, oddziaływanie, itp.) porusza się z prędkością większą niż c z punktu A do B ,

to zawsze istnieje taki obserwator, według którego ta sama cząstka (itp.) porusza się z B do A . Rodzi to natychmiastową sprzeczność z zasadą przyczynowości: jeśli dla pierwszego obserwatora zdarzenie A (np. emisja cząstki) jest przyczyną B , to dla drugiego obserwatora skutek (np. absorpcja cząstki) będzie wcześniejszy niż przyczyna.

Einstein rozwiązał ten problem w najłatwiejszy możliwy sposób. Przyjął mianowicie, że w przyrodzie żadne oddziaływanie przyczynowe (tj. sygnał w języku automatyków lub informatyków) nie może być propagowane z prędkością większą niż c . To wydawało się działać: Einstein nie znał żadnego zjawiska niespełniającego tego warunku, a oddziaływania rozpowszechniane z prędkościami podświetlnymi (ang. *subluminal*) tj. nieprzekraczającymi c , pozostają w zgodzie z pojęciem przyczyny i skutku w każdym systemie odniesienia.

Postulat Einsteina został wkrótce dodatkowo wsparty przykładem podanym przez Tolmana w jego książce [3] o teorii względności. W uwolnionej wersji paradoks Tolmana może być przedstawiony następująco. Załóżmy, że mamy dwa komputery EM_1 i EM_2 znajdujące się w ruchu względem siebie. EM_1 , poruszający się od punktu A do B , został zaprogramowany w taki sposób, że otrzymując podczas podróży jakikolwiek sygnał od EM_2 dokonuje natychmiast samounicestwienia. W przeciwnym przypadku EM_1 będąc już na B nadaje sygnał-pytanie do EM_2 . Jedynym zadaniem programu pracującego na tym komputerze jest z kolei wysłanie odpowiedzi do EM_1 .

Jeśli w przyrodzie obowiązują przekształcenia Galileusza bądź też wszystkie sygnały są podświetlne, to realizacja powyższej procedury nie stworzy żadnych problemów. Ale jeśli prawidłowe są przekształcenia Lorentza i sygnały ponadświetlne (ang. *superluminal*) istnieją, to sprawy poważnie się komplikują. W tej sytuacji jest bowiem zawsze możliwe takie zorganizowanie tego doświadczenia (nawet ograniczając się do dużo mniejszej niż c względnej prędkości obu komputerów), że ewentualny sygnał od EM_2 dotrze do EM_1 w trakcie podróży z A do B . I wtedy nie potrafimy udzielić odpowiedzi nawet na tak proste pytanie: Czy EM_1 osiągnie B ? Ta sprzeczność spowodowała, że społeczność fizyków uwierzyła w tezę Einsteina: sygnały ponadświetlne nie mogą istnieć.

3. Pojawia się funkcja falowa

Drugą wielką teorią fizyki współczesnej jest, obok teorii względności, fizyka kwantowa. Za datę powstania tzw. teorii kwantów uważa się rok 1900, kiedy to Max Planck zaanonsował [4] swoją rewolucyjną koncepcję kwantu działania. Początkowo, aby otrzymać dyskretne wartości nakładano sztuczne warunki na równania fizyki klasycznej ('stara teoria kwantów' Bohra [5]). Dopiero po opublikowaniu w roku 1925 pracy Heisenberga [6] teoria kwantów zdołała się usamodzielnić tworząc fizykę lub inaczej mechanikę kwantową. Rok później Schrödinger [7] dał fizykom do ręki niezwykle wygodne narzędzie: funkcję falową. Fizyka kwantowa uprawiana przy jej użyciu (merytorycznie równoważna z obrazem Heisenberga) została nazwana mechaniką falową.

Obecnie uczeni wiedzą już, że wszystkie zjawiska przyrody są w istocie kwantowe; fizyka klasyczna jest tylko przybliżeniem. Jednakże, pomimo wielu sukcesów obliczeniowych, podstawy mechaniki kwantowej są niemal zupełnie nieznanne [8]. (Wybitny amerykański fizyk Wheeler pytał niedawno: 'How come the quantum?') Liczne trudności inter-

pretacyjne są dobrze opisane np. w [9, 10]. Z punktu widzenia tej pracy najbardziej istotna jest kwestia, czy fizykę kwantową można połączyć lub przynajmniej pogodzić z teorią względności. Jak do tej pory nie udało się to nikomu, chociaż szereg prób [11, 12] zostało podjętych. Medialnie najbardziej nagłośniony jest problem kwantowej grawitacji, ale w rzeczywistości nawet niesprzeczna relatywistyczna mechanika kwantowa układów mających skończoną ilość stopni swobody (czyli np. skończonych układów cząstek) nie została jak dotąd opublikowana.

4. Widmowe oddziaływanie na odległość

W początkowym okresie rozwoju teorii kwantów ważną rolę odegrał Einstein, który wprowadzając termin ‘kwant energii’ podał w roku 1905 poprawny opis efektu fotoelektrycznego [13]. Jednak później uczony stał się zaciekle wrogiem tego nowego podejścia do problemów fizyki. Einsteina irytował fakt, że mechanika kwantowa jest w stanie określić jedynie prawdopodobieństwo otrzymania konkretnego wyniku w doświadczeniu, co wyraził sławną konstatacją, iż Bóg nie gra w kości. W celu udowodnienia, że fizyka kwantowa nie jest kompletna i będzie musiała być zastąpiona przez lepszą (deterministyczną) teorię, Einstein postanowił wykorzystać własną teorię względności. W napisanej z dwoma współpracownikami pracy [14] Einstein podał opis pewnego doświadczenia myślowego nazwanego później, od nazwisk autorów, eksperymentem EPR.

Propozycja trzech naukowców wyglądała, z grubsza rzecz biorąc, następująco. Załóżmy, że źródło emituje w przeciwnych kierunkach dwie cząstki o tej samej masie, α i β . Kiedy są one już bardzo daleko od siebie, wykonywany jest pomiar pędu cząstki α . Przed pomiarem wartość pędu obu cząstek jest nieokreślona (po prostu nie istnieje, zgodnie z tzw. interpretacją kopenhaską), ale po pomiarze α otrzymujemy konkretną wartość, np. \mathbf{p} . W tym procesie pęd jest zachowywany, więc (stosownie do reguł zarówno fizyki klasycznej jak i kwantowej) pomiar pędu cząstki β powinien dać wynik $-\mathbf{p}$. Ale to oznacza, że sam fakt wykonania pomiaru α powoduje zmianę warunków eksperymentu dla odległej cząstki β : jej pęd zaczyna istnieć. (Gdyby pomiar α nie został przeprowadzony, eksperyment z β mógłby dać wynik różny od $-\mathbf{p}$.) Ponieważ oba pomiary mogą być wykonane prawie jednocześnie, informacja o zmianie musi być przekazana z prędkością znacznie przekraczającą prędkość światła w próżni.

Einstein triumfował; zapomniał już, że założenie o nieistnieniu sygnałów ponadświatlnych przyjął arbitralnie. Teraz nazwał więc kwantowe korelacje niesamowitym oddziaływaniem na odległość (*‘spooky-action-at-a-distance’* [15]) i wyciągnął jedyny, jego zdaniem, wniosek: pomiary pędu oraz w ogóle wszelkie pomiary są zdeterminowane przez tzw. zmienne ukryte. Nie są one znane mechanice kwantowej, ale będą ujawnione przez inną, kompletną teorię. I wtedy ponadświatlny transfer informacji implikowany przez fizykę kwantową nie będzie potrzebny.

5. Pierwsze naruszenie przyczynowości Einsteina

Głównym adwersarzem Einsteina w dyskusjach tego typu był Bohr (właśnie ze względu na niego ukuto termin ‘interpretacja kopenhaska’). Próbował on odpierać argumentację

autora teorii względności, ale czynił to raczej nieprzekonywująco. Dopiero po śmierci obu uczonych udało się – dość niespodziewanie – sprawdzić doświadczalnie, który z nich miał rację. Kluczem do eksperymentu był wynik teoretyczny uzyskany w roku 1964 i nazwany później twierdzeniem Bella [16] od nazwiska odkrywcy. Znalezione przez niego nierówności nakładają, najogólniej mówiąc, więzy na stopień statystycznych korelacji dopuszczalnych między pomiarami wykonywanymi na dwóch oddzielonych przestrzennie (tzn. takich, że ewentualny sygnał między pomiarami musiałby mieć prędkość większą niż c) detektorach, gdyby lokalna przyczynowość była faktem. Bell udowodnił, że każda teoria odtwarzająca dokładnie przewidywania mechaniki kwantowej musi łamać jego nierówności, a to z kolei implikuje naruszenie przyczynowości Einsteina.

Rezultat Bella był w zasadzie potwierdzeniem rozumowania EPR, ale jego statystyczny charakter pozwalał mieć nadzieję na praktyczną weryfikację. I rzeczywiście; w roku 1982 [17] grupa Aspecta wykonała w Paryżu odpowiedni eksperyment. Był on podobny do proponowanego przez EPR, chociaż pęd cząstek z niezerową masą został zastąpiony przez moment pędu (a właściwie przez jego wewnętrzną składową zwaną spinem) fotonów. Wyniki (później wielokrotnie potwierdzone) były jednoznaczne: nierówności Bella nie były spełnione, a więc Einstein się mylił.

6. Ponadświetlna aktywność natury

Chociaż po wykonaniu doświadczeń Aspecta istnienie połączenia między pomiarami stało się pewne, kwestia możliwości ponadświetlnej transmisji między, na przykład, dwiema stacjami roboczymi pozostała otwarta. Wynika to z prostego faktu, iż komputer jest urządzeniem istotnie różnym od detektora. Ten pierwszy możemy w zasadzie dowolnie zaprogramować tj. ustawić go w pożądanym w stanie. Natomiast ten drugi rejestruje to, co akurat się zdarzy, a więc jego stan jest ustawiany przez naturę. Na przykład w eksperymencie EPR fakt, że pomiar na drugim detektorze został zdeterminowany na $-p$ nic nam nie daje, jeśli nie znamy p otrzymanego na pierwszym. A zatem wartość p musiałaby być przekazana jakimś innym kanałem, już bez wykorzystania dwóch detektorów, o ile nie chcemy, aby problem się powtórzył. Widać więc, iż kwantowe korelacje między detektorami naruszające nierówności Bella nie mogą być wykorzystane do transmisji użytecznych sygnałów.

Trzech włoskich teoretyków, Ghirardi, Rimini i Weber, określanych w literaturze zazwyczaj skrótem GRW przyjęło, jak zobaczymy zupełnie bezpodstawnie, że kanał kwantowy wykorzystujący tylko jeden detektor nie istnieje. Na tej podstawie ‘udowodnili’ [18] oni, że wykorzystując zjawiska kwantowe nie można przesłać sygnałów ponadświetlnych. Dowód GRW jest często cytowany, ale w rzeczywistości został on oparty na błędnym założeniu.

Na usprawiedliwienie GRW można podać, że kanały kwantowe z jednym detektorem nie były im znane. Natomiast już od połowy lat sześćdziesiątych przeprowadzono szereg doświadczeń demonstrujących ponadświetlną aktywność natury aczkolwiek bez przesyłania sygnałów. W gazetach codziennych, takich jak np. Gazeta Wyborcza w Polsce, największy rozgłos zdobył wykonany przez grupę Wanga eksperyment [19, 20] polegający na transmisji impulsów światła przez odpowiednio przygotowany nośnik (pojemnik zawierający pary cezu). Interpretując to doświadczenie na gruncie falowej teorii światła otrzymuje

się nie tylko większą niż c , ale nawet ujemną prędkość wierzchołków impulsów. Autorzy próbowali powtórzyć to doświadczenie również z pojedynczymi fotonami. Jednak w tym przypadku – i to nie było już tak eksponowane – żadne ponadświetlne korelacje, umożliwiające transmisję sygnałów choćby tylko z pewnym prawdopodobieństwem, nie zostały odnotowane: kwantowe fotodetektory milczały [21].

Wyglądało zatem na to, że – używając terminologii Einsteina – Bóg gra w kości i przesyła sobie ponadświetlne sygnały, ale zabrania wykonywania tej drugiej czynności ludziom. Nasunęło to niektórym teoretykom hipotezę, że istnieją dwa poziomy rzeczywistości: obserwacyjny i natury [22]. Została nawet wykonana [23] modyfikacja teorii względności usiłująca sformalizować to przypuszczenie. W tym ujęciu obowiązuje parametryczne skrzyżowanie przekształceń Galileusza i Lorentza. W kierunku dla którego właściwe są te pierwsze można przesyłać sygnały z dowolną prędkością. Oczywiście oznacza to jednak, że wbrew podstawowym założeniom relatywistycznym istnieje wyróżniony obserwator (inercjalne układy odniesienia nie są równoważne), a zasada względności przestaje być prawdziwa.

7. W poszukiwaniu tachionów

Wyróżnienie stałej c w przekształceniach Lorentza powoduje również, że żadna cząstka lub ciało o masie różnej od zera nie może osiągnąć, ani tym bardziej przekroczyć prędkości światła w próżni. Jednak to ograniczenie jest symetryczne, tzn. dotyczy zarówno cząstek o prędkości mniejszej jak i większej niż c . Zatem można sobie teoretycznie wyobrazić, że te drugie istnieją równolegle, ale w żaden sposób nie kontaktują się ze znanymi nam cząstkami powolnymi. Takie założenie nie implikowałoby na pewno jakichkolwiek sprzeczności, ale też nie miałyby dla nas żadnego znaczenia.

W pracy z 1967 roku [24] Feinberg wprowadził termin ‘tachion’ (ang. *tachyon*) o greckim rodowodzie na określenie obiektów poruszających się z prędkością większą niż c . Jednocześnie on oraz kilku innych fizyków [25] zaproponowało mechanizm mający jakoby umożliwić interakcje tachionów z naszym światem. Była to tzw. ‘zasada reinterpretacji’, obecnie kojarzona głównie z nazwiskiem Recami, włoskiego specjalisty od prędkości ponadświetlnych, który napisał na jej temat szereg prac [26, 27]. Zasada ta wykorzystuje fakt, potwierdzony wielokrotnie w fizyce cząstek elementarnych, że każda cząstka posiada swoją antycząstkę (mającą np. ładunek elektryczny o przeciwnym znaku). W rezultacie Recami i inni kazań nam reinterpretować tachiony podróżujące wstecz w czasie (skąd wydające się posiadać ujemną energię) jako antytachiony podróżujące do przodu w czasie (tj. poruszające się w przeciwnym kierunku przestrzennym i wyposażone w dodatnią energię). Jest to zgodne z propozycją Feynmana, który postulował traktowanie antycząstek jako cząstek podróżujących wstecz w czasie. Ponadto przyjmuje się, że sygnały mogą być transmitowane tylko przy użyciu cząstek o dodatniej energii.

Zasada reinterpretacji istotnie usuwa najprostsze anomalie przyczynowe. To wystarczyło, aby w latach siedemdziesiątych i osiemdziesiątych wielu fizyków podjęło doświadczalne próby wykrycia tachionów. Niestety, wyniki były całkowicie negatywne; nie znaleziono nawet śladu takich obiektów. Wydaje się, że możemy wyjaśnić, dlaczego tak się stało. Otóż, zasada reinterpretacji nie jest w stanie rozwikłać wszystkich sprzeczności doty-

czących dwóch lub więcej współpracujących obserwatorów. Załóżmy dla przykładu, że pewien badacz O dysponuje aparaturą do transmisji tachionów. Inny obserwator O' , poruszający się względem O (być może bardzo wolno), emituje sygnał radiowy S_0 ze zdarzenia (t'_0, \mathbf{r}'_0) do (t', \mathbf{r}') . Natychmiast po otrzymaniu S_0 na (t, \mathbf{r}) (to jest to samo zdarzenie w czasoprzestrzeni co (t', \mathbf{r}') , ale wyrażone we współrzędnych obserwatora O) komputer nieruchomy względem O wysyła tachion z (t, \mathbf{r}) do (t_1, \mathbf{r}_1) . Przyjmujemy, że t jest mniejsze od t_1 , tj. tachion ma dodatnią energię dla O i może być, zgodnie z zasadą reinterpretacji, użyty do przekazania wiadomości. Zatem tachion zostanie zarejestrowany na (t_1, \mathbf{r}_1) , po czym inny komputer również pozostający w spoczynku względem O wyśle sygnał radiowy S_1 do (t_2, \mathbf{r}_2) . Eksperyment może być zorganizowany w taki sposób, że interwał między zdarzeniami (t_0, \mathbf{r}_0) i (t_2, \mathbf{r}_2) jest przestrzenny, tj.

$$|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_0| > c(t_2 - t_0).$$

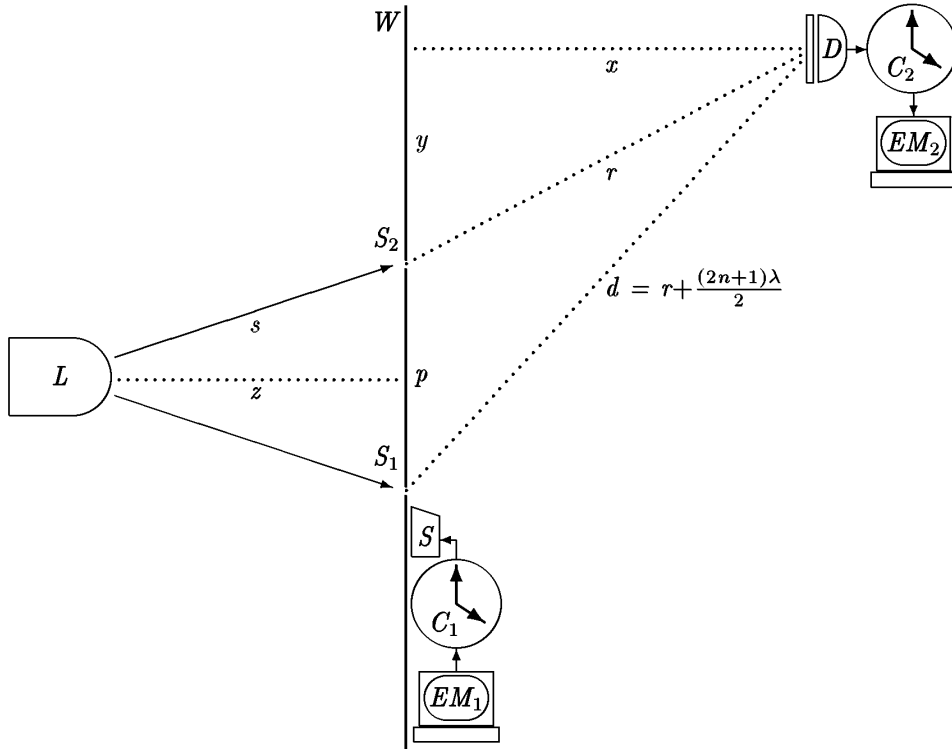
(To implikuje, dzięki przekształceniom Lorentza, że interwał między (t'_0, \mathbf{r}'_0) i (t'_2, \mathbf{r}'_2) jest także przestrzenny.) O' nic nie wie (i nie pragnie nic wiedzieć) o tachionach i zasadzie reinterpretacji oraz jest pewny, że jego nadajniki radiowe nie są odbiornikami i odwrotnie. Zatem O' emituje fale radiowe S_0 na (t'_0, \mathbf{r}'_0) i odbiera fale radiowe S_1 na (t'_2, \mathbf{r}'_2) zawierające tę samą wiadomość. Mierząc prędkość sygnału eksperymentator otrzymuje wartość nieależącą w przedziale $(0, c)$. Jeśli jest ona ujemna, to od razu mamy do czynienia z przekazem informacji wstecz w czasie. W przeciwnym przypadku O' dysponuje zwykłym aparatem do transmisji ponadświetlnej, który może być użyty do otrzymania wszelkich paradoksów spotykanych w literaturze.

Wydaje się, że natura musi być całkowicie niesprzeczna. Skoro zatem zasada reinterpretacji nie jest w stanie tego zapewnić, w dziedzinie prędkości ponadświetlnych nic ona nie daje. To wyjaśnia, dlaczego poszukiwania tachionów nie przyniosły żadnego efektu. To tłumaczy także, dlaczego grupa Wanga nie zdołała wykryć pojedynczego fotonu poruszającego z prędkością większą niż c ; taki foton byłby przecież tachionem.

8. Archetypowy eksperyment

W poprzednich rozdziałach omówiliśmy pobieżnie (pełna bibliografia tego tematu liczy co najmniej dobrych kilkaset pozycji) historię badań w dziedzinie prędkości ponadświetlnych. Nadszedł najwyższy czas, aby zacząć przedstawiać, co pozytywnego ma do powiedzenia w sprawie tych trudnych problemów autor niniejszego artykułu. Otóż sądzi on, że skoro użycie dwóch detektorów nic nie daje, należy zastosować tylko jeden. Jak to zrobić? Można wykorzystać fakt (zob. też [28]), że fizyka kwantowa dopuszcza pomiary wykonywane 'w zasadzie' tj. takie, iż sama możliwość wykonania danego pomiaru zmienia kwantową rzeczywistość.

Rysunek 1 przedstawia schemat archetypowego eksperymentu nowej teorii fizycznej. Tak się składa, że jest on także pewną odmianą archetypowego doświadczenia standardowej mechaniki kwantowej (Feynman twierdził [29], że zawiera ono jedyną tajemnicę). Trzeba jednak wyraźnie podkreślić, że eksperymenty nie były nigdy aranżowane w proponowanej tu konfiguracji, nawet tylko jako tzw. doświadczenie myślowe (niem. *Gedankenexperiment*).



Rys. 1. Schemat archetypowego eksperymentu

Załóżmy, że L jest źródłem przestrzennie spójnego światła monochromatycznego o długości fali λ (czyli np. jest laserem). Na rysunku 1 światło może przedostać się poza ścianę W tylko poprzez dwie szczeliny S_1 i S_2 posiadające tę samą szerokość w taką, że

$$w < \lambda, \quad (1)$$

oraz znajdujące się w tej samej odległości s od L . Odległość z między L i W spełnia warunek

$$w^2/\lambda \ll z, \quad (2)$$

co zachodzi, gdy np. z jest dużo większe od w . Szczelina S_2 jest stale otwarta, podczas gdy S_1 może być zamknięta przez migawkę S uruchamianą przy pomocy komputera EM_1 . (Migawka nie musi być częścią mechaniczną; może to być np. wiązka elektronów rozpraszających fotony.) Kiedy EM_1 wygeneruje zwykły elektryczny sygnał, zegar C_1 (który może być oczywiście częścią komputera) rejestruje czas t_1 i po chwili S rozpoczyna zamykanie S_1 . Istnieje również detektor fotonów D umieszczony za W w taki sposób, że jego odległości od S_2 i S_1 są równe, odpowiednio, r i $d = r + (2n + 1)\lambda/2$. Odległości: x od D do W i p między środkowymi liniami szczelin czynią zadość warunkowi

$$p \ll x. \quad (3)$$

Jeśli S_1 jest całkowicie otwarta, to mamy do czynienia z interferencją Younga [30, 31]. Oznacza to [30] znikanie amplitudy prawdopodobieństwa, że foton przechodzący przez szczeliny zostanie zarejestrowany przez detektor. A zatem żaden foton emitowany przez L nie może osiągnąć D . Z drugiej strony po rozpoczęciu zamykania S_1 interferencja Younga jest stopniowo zastępowana przez dyfrakcję Fraunhofera [30, 31]. To implikuje, że pewne fotony mogą zostać zarejestrowane przez D ; zegar C_2 nagrywa czas t_2 takiego zdarzenia.

Widzimy, że istnieje korelacja między wysłaniem sygnału przez EM_1 i zarejestrowaniem fotonu przez D . Jest ona analogiczna do korelacji w eksperymencie EPR, ale teraz mamy tylko jeden detektor. Z kwantowego punktu widzenia zanik interferencji Younga może być wytłumaczony faktem, że migawka wykonuje pewien pomiar: fotony są przez nią absorbowane lub rozpraszane. Jednakże jest to pomiar ‘w zasadzie’; nie znamy i nie musimy znać wyniku, który może się zmieniać między tak skrajnymi wartościami jak uderzenie fotonu w migawkę lub przejście obok. Komputer może być oczywiście zastąpiony przez człowieka, który waha się długo, zanim naciśnie guzik inicjujący zamykanie szczeliny.

Mając przedział czasu $\langle t_1, t_2 \rangle$ i odległość między zegarami niemniejszą (jak można przyjąć) niż d , jesteśmy w stanie określić, co chcemy mierzyć w tym eksperymencie. Jest to mianowicie

$$v = \frac{d}{t_2 - t_1}, \quad (4)$$

tj. prędkość informacji kwantowej. Zauważmy, że może być ona (w odróżnieniu od prędkości stwierdzanej w doświadczeniach naruszających nierówność Bella [15]) traktowana jako prędkość przesłania użytecznego sygnału. Przykładowo, jeśli D rejestruje foton, to druga uczestniczka eksperymentu wie, że została zaproszona na obiad.

Obliczenie v nie jest łatwym zadaniem, ponieważ z powodu niepewności możemy dostawać inną prędkość za każdym razem. Przez prędkość maksymalną v_{\max} rozumiemy najmniejszy kres górny wszystkich prędkości, które mogą być otrzymane w wielkiej liczbie eksperymentów. Spróbujemy najpierw oszacować v_{\max} rozważając scenariusz najgorszego przypadku. Założmy, że interferencja nie została naruszona przez częściowe zamknięcie szczeliny, tzn.

$$t_2 \geq t_1 + T_0 + T, \quad (5)$$

gdzie T_0 jest ‘czasem jałowym’ tj. sumą dwóch okresów czasu: od t_1 do rozpoczęcia zamykania S_1 i od wykrycia fotonu przez D do t_2 , podczas gdy T jest całkowitym czasem zamykania. Z definicji p wynika, że

$$w < p,$$

skąd wykorzystując (1) i (3) dostajemy

$$w^2/\lambda \ll x. \quad (6)$$

(2) i (6) oznaczają, że z i x są efektywnie nieskończone. Zatem w przypadku kiedy S_2 jest jedyną otwartą szczeliną, interferencja Younga musi być w końcu zastąpiona przez dyfrak-

cję Fraunhofera. Wtedy amplituda prawdopodobieństwa że foton przechodzący przez S_2 zostanie nagrany przez D jest proporcjonalna [30] do

$$\text{sinc}(\pi y/\lambda r), \quad (7)$$

gdzie y jest pozycją D (rys. 1), a sinc jest zdefiniowane przez

$$\text{sinc}(a) = \sin a/a.$$

Ponieważ $y < r$, z (1) wynika, że (7) nie znika dla żadnego y , więc D może rejestrować fotony. Zatem zdarzy się to, jeśli tylko liczba eksperymentów lub natężenie światła są dostatecznie duże.

Załóżmy, że ten eksperyment wykonywany jest w atmosferze tak bliskiej do próżni doskonałej, że przynajmniej niektóre fotony emitowane przez L nie uczestniczą w żadnych oddziaływaniach z atomami w dostatecznie dużym obszarze czasoprzestrzeni. (Chociaż próżnia doskonała nie istnieje, można zakładać, że ten obszar jest dowolnie wielki.) Zatem prędkość światła w tym obszarze jest równa c , co oznacza, operacyjnie, że jeśli fotony przebywają dystans u , to dla każdego $\varepsilon > 0$ przynajmniej jeden z nich będzie wykryty przed wpływem czasu

$$u/c + T_0 + \varepsilon, \quad (8)$$

jeśli tylko natężenie światła lub liczba eksperymentów są dostatecznie duże. Tutaj T_0 może zależeć od długości fali oraz użytych źródeł, detektorów i zegarów. Bez straty ogólności można przyjąć, że T_0 z (5) i (8) ma tę samą, odpowiednio dużą, wartość.

W tym miejscu jesteśmy już w stanie oszacować czas przybycia fotonów do D . W naszym scenariuszu najgorszego przypadku dyfrakcja dotyczy dopiero światła generowanego przez L po całkowitym zamknięciu S_1 . Stąd fotony emitowane przez L i wykryte przez D muszą pokonać dystans $s + r$. Wykorzystując (4) i (8) oraz uwzględniając (5) dostajemy

$$v_{\max} \geq \frac{d}{T_0 + T + \frac{s+r}{c}}. \quad (9)$$

Prawa strona (9) jest większa niż c wtedy i tylko wtedy, gdy

$$d - r > (T_0 + T)c + s. \quad (10)$$

Zauważmy, że musimy mieć $d - r < p$, zaś wybierając x i y dostatecznie duże (co pozwala przy okazji zapewnić (3)) można otrzymać $d - r$ dowolnie bliskie do p . Ponadto, jeśli zwiększamy p zachowując z i w stałe, to $p - s$ dąży do dodatniej nieskończoności, podczas gdy (2) pozostaje prawdziwe. Stąd (10) będzie spełnione, jeśli tylko p , x i y są dostatecznie duże przy niezmiennych z i w .

Widzimy, że ponadświetlną transmisję będzie można przeprowadzić bez względu na posiadaną migawkę (czas T) jak również detektor i zegary (T_0). Zauważmy również, że niepewność i inne ewentualne efekty uboczne są już zawarte w T_0 i T , a oszacowanie (9) jest nawet nadmiernie pesymistyczne. Z (1) wynika bowiem, że szczeliny mogą być traktowane jako źródła fal świetlnych. Stąd dyfrakcja będzie dotyczyć światła opuszczającego S_2 natychmiast po całkowitym zamknięciu S_1 , co pozwala pominąć s w (9) i (10). To z kolei umożliwia zwiększanie p , x i y w celu osiągnięcia (10) przy zachowaniu stałego stosunku

p/z. Zatem L będzie mogło pozostać niezmienione i żadne dodatkowe zwierciadła kierujące światło do odległych szczelin nie będą potrzebne. Dodajmy, że z bardziej dokładnej analizy wynika nawet możliwość pominięcia T w (9) i (10).

9. Statystyczna procedura

W poprzednim rozdziale udowodniliśmy, że w odpowiednich warunkach będzie

$$v_{\max} > c,$$

tj. założenie Einsteina dotyczące istnienia wyłącznie przyczynowości podświetlonej nie jest prawdziwe nawet na poziomie obserwacyjnym: przyczyną wykrycia fotonu może być zamknięcie szczeliny. Jednak mechanika kwantowa mówi, że nigdy nie może to być stwierdzone ze stuprocentową pewnością; każdy detektor rejestruje również przypadkowe cząstki (fizycy kwantowi nazywają to zjawisko ‘poziomem próżni’). Zatem musimy mieć statystyczną procedurę, która pozwoliłaby na oszacowanie zwiększonej wykrywalności fotonów.

Założmy, że EM_1 steruje eksperymentem składającym się z wielu cykli wykonywanych jeden za drugim, przy czym każdy cykl składa się z dwóch etapów. W pierwszym (który możemy nazwać ‘okresem działania’) migawka zaczyna zamykać szczelinę S_1 , w pewnym momencie zamyka ją całkowicie, po czym cofa się do pozycji początkowej. W drugim (‘okresie postoju’) szczelina S_1 pozostaje stale otwarta. Czas trwania a okresu działania jest ten sam dla wszystkich cykli, podczas gdy czas trwania s okresu postoju różnie stopniowo. Niech d będzie odległością między zegarami, V – liczbą dodatnią (‘prędkość propagacji’), a w – nieujemną (‘okres oczekiwania’). Oznaczmy przez Q ilość alarmów (tj. sygnalizacji, że D wykrył foton) podniesionych w przedziale czasu $(t+w, t+a+z)$, a przez $Q_0 - w$ ($t, t+d/V$), gdzie t jest chwilą początkową cyklu. Dla każdego z powyższych parametrów x , niech x^+ i \tilde{x} oznaczają jego sumę i odpowiednio średnią arytmetyczną we wszystkich cyklach wykonanych do tej pory. Można teraz zdefiniować *zawodność* aparatu z prędkością propagacji V przez

$$U(V) = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\tilde{Q}d}{\tilde{Q}_0 V (a + \tilde{z} - w)}. \quad (11)$$

Jak łatwo sprawdzić, *zawodność* jest zawsze liczbą z przedziału $(0,1)$. Dla celów numerycznych równoważny wzór

$$U(V) = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{Q^+ d^+}{Q_0^+ V (a + z - w)^+},$$

wydaje się być lepszy. Z kolei *niezawodność* urządzenia z prędkością V może być określona przez

$$R(V) = 1 - U(V),$$

a jeśli ktoś lubi liczby większe od 1, może używać *stosunek psofometryczny* (ang. *signal-to-noise ratio*) definiowany przez

$$S(V) = R(V)/U(V) = 1/U(V) - 1.$$

Najmniejszy kres górny zbioru

$$\{V: R(V) > 0\}$$

nazwiemy *prędkością rzeczywistą* v_{act} transmisji. Zatem prędkość rzeczywista jest najmniejszym kresem górnym zbioru wszystkich prędkości propagacji, przy których działanie urządzenia nie jest jeszcze całkowicie przypadkowe. (Bowiem

$$\frac{\tilde{Q}_0}{d/V}$$

jest częstością ‘dobrych’ alarmów, podczas gdy

$$\frac{\tilde{Q}}{a + \tilde{z} - w}$$

dla z dążących do nieskończoności jest częstością szumów.) Nieco upraszczając, v_{act} jest największą prędkością rzeczywiście osiągniętą. To implikuje, że jeśli

$$d - r > (T_0 + T)c,$$

to powinniśmy otrzymać

$$v_{\text{act}} > c. \quad (12)$$

Zauważmy, że w przypadku gdy $R(V) = 1$ aparat pracuje doskonale przy prędkości V . W praktyce, aby obliczyć $U(V)$, wystarczy zwiększać z jedynie do pewnego pułapu. Z czysto teoretycznego punktu widzenia okres oczekiwania nie jest istotny, ale niezerowa wartość w może polepszyć zbieżność (11).

10. Nierówność do naruszenia

Ponieważ v_{act} jest tylko statystyczną wielkością nie gwarantującą pewności odebrania ponadświetlnego sygnału, można zastanawiać się, czy (12) jest sprzeczne ze szczególną teorią względności. W tym rozdziale udowodnimy, że lokalność Einsteina implikuje nierówność przeciwną, tj.

$$v_{\text{act}} \leq c. \quad (13)$$

Innymi słowy, pokażemy, że gdyby teoria Einsteina była prawdziwa, to $R(V)$ nie mogłoby być większe od zera dla żadnego V przekraczającego c . W dowodzie wykorzystamy terminologię teorii informacji [32].

Załóżmy, że pewien eksperymentator O podróżujący ze zdarzenia (s, \mathbf{x}) do (w, \mathbf{y}) dysponuje aparatem do transmisji sygnałów z prędkością $V > c$. Nawet jeśli urządzenie to nie pracuje doskonale, może być użyte do zbudowania dyskretnego binarnego kanału z szumem. W trakcie podróży O przeprowadza doświadczenie, które daje rezultat X z prawdopodobieństwem p_1 różnym od 0 i 1. Będąc na (w, \mathbf{y}) badacz wysyła sygnał S do (t, \mathbf{r}) spełniającego

$$|\mathbf{y} - \mathbf{r}| = (t - w)V,$$

wtedy i tylko wtedy, gdy X został otrzymany. Zatem 1 jeśli był X i 0 w przeciwnym przypadku tworzą alfabet wejściowy kanału, podczas gdy otrzymanie S na \mathbf{r} w przedziale czasu $\langle t-\varepsilon, t+\varepsilon \rangle$ odpowiada 1 w alfabecie wyjściowym. Z przekształceń Lorentza wynika możliwość przygotowania komputera O' poruszającego się w taki sposób, że

$$|\mathbf{x}' - \mathbf{r}'| = (s' - t')V.$$

Dzięki temu, wykorzystując analogiczne urządzenie (działające na podstawie zasady względności mówiącej, że wszyscy obserwatorzy inercjalni są równoważni), O' jest w stanie skopiować wynik pierwszej transmisji wysyłając potwierdzenie S' do (s', \mathbf{x}') . Stąd jeśli O odbiera S' na (s, \mathbf{x}) , wie, że prawdopodobieństwo otrzymania X w rozpoczynającym się eksperymencie jest równe

$$p_2 = \frac{p_1(p_{11}^2 + p_{10}p_{01})}{p_1(p_{11}^2 + p_{10}p_{01}) + p_0p_{01}(p_{00} + p_{11})}, \quad (14)$$

gdzie

$$p_0 = 1 - p_1,$$

podczas gdy p_{ij} jest elementem macierzy przejścia kanału, tj. prawdopodobieństwem, że jeśli i jest nadawane, to odbierane jest j . (Zauważmy, że $p_{i0} + p_{i1} = 1$.) Nietrudno sprawdzić, że jeśli urządzenie pracuje chociaż trochę nieprzypadkowo, tj.

$$p_{01} < p_{11} \quad (15)$$

lub tylko $p_{0j} \neq p_{1j}$ dla pewnego j (tj. przepustowość kanału jest dodatnia, co jest równoważne także z $p_{00} + p_{11} \neq 1$), to p_2 jest większe niż p_1 , wbrew początkowemu założeniu.

Zatem wykonując dowolny eksperyment powinniśmy wziąć pod uwagę samą możliwość wykorzystania takiego aparatu później (nawet w odległej przyszłości) i zmienić prawdopodobieństwo p_1 na p_2 . Ale teraz powyższe rozumowanie może być powtórzone prowadząc do $p_3 > p_2$, itd. Ponieważ z ciągłości (14) wynika, że w granicy dostaniemy 1, marzenie Einsteina zostało spełnione: wszelkie niezdeterminowane teorie i sytuacje (mechanika kwantowa, Las Vegas) znikają! To oczywiście żart; udowodniliśmy po prostu, że istnienie nawet bardzo lichego urządzenia do przesyłania sygnałów ponadświatlnych nie może być pogodzone z teorią Einsteina. (Innymi słowy, nawet kwantowe niezdeterminowanie nie może uratować szczególnej względności, jeśli efekty propagowane z prędkością większą od c istnieją.) Warto zauważyć, że w naszym ścisłym dowodzie nie odwoływaliśmy się do niejasnych pojęć 'przyczyny' i 'skutku'.

Jeśli kanał jest doskonały (wystarczy, że $p_{01} = 0$), to sprzeczność polega na tym, że O może dokładnie przewidzieć wynik eksperymentu. Niemniej jednak aparat w dalszym ciągu przesyła dodatnią ilość informacji, jeśli tylko, np., zarówno p_{00} jak i p_{11} są większe niż 0,5. Zgodnie z duchem teorii informacji efekt powinien być podobny i tak rzeczywiście jest. Wiadomo ponadto, że urządzenia przesyłające informację ze stuprocentową pewnością nie istnieją, a zatem nasza argumentacja jest dobrze powiązana z rzeczywistością.

Zbadamy teraz przypadek urządzenia czyniącego zadość (12). Zwiększając ewentualnie T_0 otrzymujemy istnienie $V > c$ takiego, że dla każdego $W > V$ mamy

$$R(W) < R(V).$$

Stąd przyjmując, że urządzenie przesyła sygnały z prędkością V można zbudować kanał spełniający (15) przy dowolnym ε . Udowodniliśmy tym samym, że jeśli szczególna teoria względności jest prawdziwa, to (13) musi być spełnione. Widzimy, że (13) pełni w naszej teorii rolę nierówności Bella; jest implikowane przez lokalność Einsteina, ale zarazem jest sprzeczne z przewidywaniami wynikającymi z mechaniki kwantowej. Dlatego sądzimy, że (13) zostanie wkrótce obalone; w praktyce wystarczy napisać prosty program komputerowy, ustawić urządzenia i czekać.

Dodajmy jednak, że urządzenie z rysunku 1 nie będzie prawdopodobnie nigdy wykorzystane do celów praktycznych, ponieważ można pokazać, że jeśli niezawodność ma być duża, to osiągnięta prędkość nie przekroczy $1,005c$. Natomiast główne twierdzenie udowodnione w [28] mówi, w jaki sposób można przesłać użyteczną informację na dowolnie dużą odległość, z dowolnie wielką aczkolwiek zawsze skończoną prędkością i z niezawodnością dowolnie bliską do 1.

11. Hermetyzacja sygnałów

W tym miejscu większości czytelników nasunie się prawdopodobnie następujące pytanie: W jaki sposób autor zamierza poradzić sobie z tymi wszystkimi sprzecznościami nękającymi teorię Einsteina? Czy zaproponuje powrót fizyki do przekształceń Galileusza? To byłoby skrajnie nierozsądne, bowiem przekształcenia Lorentza zostały potwierdzone w ogromnej liczbie doświadczeń. Nie możemy również skorzystać z parametrycznego skrzyżowania [23] obu tych przekształceń, ponieważ aparat z rysunku 1 będzie działał tak samo niezależnie od kierunku, w jakim zostanie ustawiony. Zatem cała sztuka polega na pozbyciu się sprzeczności przy wiernym zachowaniu przekształceń Lorentza.

Ponieważ autor jest przede wszystkim informatykiem (praktykującym programistą komputerowym, ściśle mówiąc), a dopiero później fizykiem i matematykiem, przyszedł mu swego czasu do głowy następujący pomysł. Wiadomo, że każdy program komputerowy napisany w zorientowanym obiektowo języku programowania pozwala istnieć rozmaitym obiektom. Jednak niektóre dane (prywatne) inicjowane w pewnym obiekcie nie są widziane w innym; jest to tzw. hermetyzacja danych (ang. *data encapsulation*). Zastąpmy teraz słowa 'program' przez 'natura', 'obiekt' przez 'obserwator' i 'dane' przez 'sygnały'. Otrzymamy, że niektóre sygnały wysyłane przez pewnego obserwatora nie są widziane przez innego, i można oczekiwać, że pozwoli to wyeliminować podane wcześniej sprzeczności.

Po dogłębnej analizie autor doszedł do wniosku, że w szczególnej teorii względności zastąpić należy czasoprzestrzeń Minkowskiego (odzwierciedlającą założenie Einsteina o nieistnieniu prędkości ponadświatłych) przez poniższy postulat oznaczany symbolem \textcircled{S} . W efekcie otrzymamy oczywiście inną teorię, ale dzięki zachowaniu przekształceń Lorentza każdy istotny wynik pozostanie prawdziwy. W szczególności zobaczymy, że wszystkie rezultaty podane w tym artykule oraz w [28] są konsekwencjami \textcircled{S} , przekształceń Lorentza oraz reguł mechaniki kwantowej.

Przez *sygnał* rozumiemy w \textcircled{S} dowolne oddziaływanie przenoszące użyteczną informację i, być może, energię. Teraz możemy już sformułować nasz postulat:

Ⓢ (Hermetyzacja sygnałów.)

Sygnal przesyłany przez pewnego obserwatora zostanie z dodatnim prawdopodobieństwem odebrany przez innego wtedy i tylko wtedy, gdy prędkość sygnału zmierzona przez tego drugiego byłaby nieujemna i skończona.

Od razu powstaje zasadnicze pytanie, czy przyjmując Ⓢ jesteśmy w dalszym ciągu w stanie wyprowadzić przekształcenia Lorentza. Odpowiedź jest twierdząca, chociaż nie możemy zajmować się tutaj szczegółami. Wspomnimy jedynie, że w swoim dowodzie Einstein [1] wykorzystał fakt, iż zgodnie z zasadą stałości prędkości światła w próżni sferyczna fala świetlna musi wyglądać tak samo z punktu widzenia wszystkich obserwatorów. Natomiast przy założeniu Ⓢ fala będzie wyglądać tak samo z nie znikającym prawdopodobieństwem, podczas gdy Ⓢ połączone z klasycznym prawem składania prędkości implikowałoby różne kształty fali jako najbardziej prawdopodobne.

Zauważmy, że Ⓢ może być traktowane jako naturalne uzupełnienie przekształceń Lorentza, gdyż w przypadku przekształceń Galileusza prawdopodobieństwo odbioru sygnału przez innego obserwatora będzie zawsze dodatnie. Ponieważ Ⓢ likwiduje wszelkie sprzeczności, sądzymy, że w przyszłości rozważanie przekształceń Lorentza bez hermetyzacji sygnałów będzie traktowane jako okropny błąd; każdy student fizyki który to zrobi otrzyma z miejsca ocenę niedostateczną.

Ⓢ dopuszcza sygnały przesyłane z ponadświetlnymi aczkolwiek ciągle skończonymi i nieujemnymi prędkościami. Rzeczywiście, przyjmując, że obaj obserwatorzy w Ⓢ są identyczni otrzymujemy

11.1. WNIOSK. *Żaden obserwator nie może przesłać jakiegokolwiek sygnału z nieskończoną lub ujemną prędkością.* ■

Warto podkreślić, że Ⓢ umożliwi także ponadświetlną transmisję energii, a nie tylko informacji. Jednak w tym artykule takimi sygnałami w zasadzie nie będziemy się zajmować. Inną konsekwencją Ⓢ, decydującą dla rozwikłania sprzeczności, jest

11.2. WNIOSK. *Sygnal transmitowany przez O z (s, x) do innego zdarzenia (t, y) nie może być odebrany przez O' , chyba że $s' < t'$.* ■

Dzięki temu sygnał prowadzący do anomalii przyczynowej będzie zawsze odebrany z prawdopodobieństwem zero. Przykładowo, w poprzednim rozdziale mamy $s < w < t$, podczas gdy $t' < s'$, tj. O nie jest zdolny odebrać S' na (s, x) . Zatem aparat pracuje całkowicie przypadkowo, co natychmiast likwiduje paradoks.

Zauważmy, że pewne rodzaje hermetyzacji były już znane w fizyce. I tak, chociaż w szczególnej teorii względności każdy obserwator 'widzi' całą naturę, nie jest to prawdziwe w teorii ogólnej: eksperymentator znajdujący się wewnątrz horyzontu zdarzeń [33] utworzonego dookoła czarnej dziury nie jest w stanie przesłać żadnego sygnału do swego kolegi na zewnątrz. Jednak hermetyzacja tego typu nie implikuje wniosku 11.2. i dlatego ogólna teoria względności musi zachowywać stożki świetlne tj. przyczynowość Einsteina.

Innym rodzajem hermetyzacji jest zasada reinterpretacji czyniąca zadość wnioskowi 11.2. dla pewnych sygnałów. Jednak widzieliśmy w rozdziale 7, że zasada ta nie jest dosta-

tecznie ogólna: nie działa np. dla sygnałów będących konkatencjami sygnałów podświetlnych i ponadświetlnych. Ponadto realizuje ona wniosek 11.2. w dość specyficzny sposób zastępując jedno zjawisko przez inne: np. absorpcję cząstki (odebranie sygnału) przez spontaniczną emisję cząstki (wysłanie sygnału). To pociąga za sobą brak odporności na tzw. anomalie Rolnicka [34]. (Jest to pewna modyfikacja paradoksu Tolmana, w której EM_1 dokonuje samozniszczenia także po zaobserwowaniu w swoim otoczeniu spontanicznej emisji tachionu.) Wreszcie zasada Recamięgo zupełnie nie nadaje się do opisu urządzeń takich jak przedstawione na rysunku 1, gdzie mamy do czynienia z transferem informacji (z S_1 do D) bez towarzyszącej energii.

Dla porównania, skoro konkatencja sygnałów jest sygnałem, zastosowanie wniosku 11.2. usuwa również sprzeczność z rozdziału 7. Ponadto brak możliwości odebrania komunikatu oznacza, że O' rejestruje wyłącznie szum. Zaś szum występuje wszędzie i zawsze, ponieważ w przeciwnym przypadku nie byłby szumem. I to zapewnia odporność \textcircled{S} na modyfikację Rolnicka. Natomiast pierwsza sprzeczność z rozdziału 2 nie grozi nam dlatego, iż ruch cząstki z A do B też jest sygnałem. Zatem z \textcircled{S} wynika, że nigdy nie istnieje taki obserwator, według którego ta sama cząstka porusza się z B do A .

Zbadajmy teraz, co o hermetyzacji sygnałów może powiedzieć fizyka kwantowa. Niech eksperymentator O wyśle sygnał do punktu, na którym w tym samym czasie znajdują się dwaj inni badacze O_1 i O_2 . Na podstawie naiwnego rozumienia sygnałów, przyjętego m.in. przez Einsteina w szczególnej jak również ogólnej teorii względności, O_1 odbierze ten sygnał bez trudności, jeśli tylko O_2 będzie zdolny to zrobić. Z drugiej strony, nie będzie to zawsze możliwe na gruncie interpretacji fizyki kwantowej opracowanej przez amerykańskiego fizyka Everetta [35]. Załóżmy, że aby odebrać sygnał O_1 musi wykonać pomiar kwantowy z dwoma możliwymi wynikami 0 i 1 (których prawdopodobieństwa mogą być różne), gdzie 1 odpowiada otrzymaniu wiadomości. Wtedy, zgodnie z podejściem Everetta, O_1 przeistacza się w dwóch obserwatorów O_{10} i O_{11} rejestrujących odpowiednio rezultaty 0 i 1. Ponieważ przeszłość tych nowych badaczy jest ta sama, O_{10} był na docelowym zdarzeniu razem z O_{11} , ale ten pierwszy nie mógł odebrać sygnału.

Hermetyzacja sygnałów w ujęciu Everetta również pozwala uniknąć pewnych (aczkolwiek nie wszystkich) anomalii przyczynowych. Rozważmy na przykład paradoks Tolmana z rozdziału 2. Aby odebrać sygnał od EM_2 , komputer EM_1 musi wykonać pomiar kwantowy rozgałęziający jego świat na dwa. W jednym z nich komputer EM_{11} wykonuje autodestrukcję, podczas gdy w drugim EM_{10} dociera do punktu B i nadaje sygnał-pytanie do EM_2 . Odpowiedź jest odbierana, z definicji, tylko przez EM_{11} , który właśnie dlatego nie może osiągnąć B . Widzimy, że nie ma tu żadnej sprzeczności.

Interpretacja Everetta miała za zadanie rozwiązać tzw. problem pomiaru w mechanice kwantowej. Cel ten udało się zrealizować tylko częściowo, a i to kosztem otrzymania wielce dziwnych konsekwencji. Dlatego też ujęcie Everetta ma niewielu zwolenników wśród współczesnych fizyków. Z naszego punktu widzenia największą wadą interpretacji wieloświatowej jest jej całkowita nierelatywistyczność.

Zauważmy, że \textcircled{S} również przewiduje, że eksperymentator usytuowany na docelowym zdarzeniu może nie być zdolny do odebrania sygnału, chociaż inny obserwator będący na tym samym zdarzeniu robi to bez trudności. Jednakże przyczyny są całkiem różne od zakładanych w interpretacji Everetta. Hermetyzacja sygnałów powinna być traktowana jako

trzeci relatywistyczny efekt, po dylatacji czasu i skróceniu długości [2], spowodowany przez względną prędkość. W rezultacie w tej teorii nie otrzymuje się żadnych zabawnych konsekwencji (tj. miliardów klonów) obecnych w ujęciu wielu światów.

Wniosek 11.2. i przekształcenia Lorentza implikują również następujący warunek konieczny dla transmisji ponadświetlnej. Jeśli O przesyła sygnał z prędkością \mathbf{W} , zaś O' poruszający się z prędkością \mathbf{V} względem O odbiera wiadomość, to

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{W} < c^2, \quad (16)$$

musi zachodzić. Zwróćmy uwagę na fakt, że ta nierówność jest wektorowa; \mathbf{W} może być dowolnie duże, jeśli tylko prędkość względna jest dostatecznie mała lub odpowiednio skierowana. Każdy statek kosmiczny którego załoga będzie chciała nawiązać prawie natychmiastowy kontakt z Ziemią będzie musiał wejść na orbitę zapewniającą, że prędkość \mathbf{V} statku względem Ziemi czyni zadość (16). Widzimy, że hermetyzacja sygnałów będzie mogła być sprawdzona eksperymentalnie. Co więcej, skoro wierzymy, że przyroda jest wewnętrznie niesprzeczna, wyniki będą musiały być pozytywne.

Założmy teraz, że prędkość sygnału S z (s, \mathbf{x}) do (u, \mathbf{y}) nie przekracza c w układzie O . Z przekształceń Lorentza i \textcircled{S} wynika, że O' powinien widzieć tę transmisję z dodatnim prawdopodobieństwem p' . Ale jeśli istnieje inny sygnał S^* z (t, \mathbf{r}) do (s, \mathbf{x}) taki, że $u' \leq t'$, to zgodnie z wnioskiem 11.2. O' nie może w żaden sposób odebrać konkatenacji $S^* + S$, skąd również S . Jednak S^* musi też być zarejestrowany przez jakiś kwantowy detektor pracujący z prawdopodobieństwem p^* (oczywiście pod O). Skoro S^* niesie pewną ilość informacji, mamy $p^* < 1$. Wobec tego S będzie otrzymany przez O' z prawdopodobieństwem $p'(1 - p^*) > 0$, co ciągle zgadza się z \textcircled{S} . Ten przykład pokazuje, że użycie prawdopodobieństw w \textcircled{S} jest nieodzowne. W szczególności nie można zakładać, że sygnały podświetlne są na pewno doświadczane przez wszystkich obserwatorów.

Streszczając wyniki tego rozdziału, wniosek 11.2. zapewnia, że jeśli eksperymentator przesyła sygnał ponadświetlny, zaś inny badacz dostałby wiadomość ze swojej przyszłości gdyby odebrał ten komunikat, to w rzeczywistości ten drugi odbierze jedynie szum. Ponadto z \textcircled{S} wynika, że połączenie będzie mogło być zrealizowane pod warunkiem, że kolejność początku i końca transmisji pozostaje niezmienną (tj. (16) zachodzi). Widzimy, że sytuacja jest tak prosta, jak to tylko jest możliwe.

12. Podsumowanie

W artykule przedstawiliśmy historię zmagania uczonych z problemem występowania sygnałów przesyłanych z prędkością większą niż c . Zaprezentowaliśmy zarys archetypowego doświadczenia umożliwiającego statystyczne potwierdzenie istnienia takich sygnałów. Nie podaliśmy natomiast żadnych praktycznych zastosowań [36]; w celu zapoznania się z nimi odsyłamy czytelnika do [28].

Jeśli chodzi o relatywistyczne sprzeczności związane z omawianą tematyką, znikają one pod warunkiem, że w szczególnej teorii względności czasoprzestrzeń Minkowskiego będzie zastąpiona przez postulat hermetyzacji (lub enkapsulacji) sygnałów \textcircled{S} . W szczególności, po raz pierwszy od ponad osiemdziesięciu lat, w fizyce przestają straszyć wszelkie anomalie związane z paradoksem Tolmana i jego modyfikacjami.

Nie wyjaśniliśmy do tej pory natury prawdopodobieństw występujących w \textcircled{S} . Niemniej w fizyce znana jest jeszcze jedna sytuacja, kiedy to użycie prawdopodobieństw jest niezbędne; mamy tu oczywiście na myśli mechanikę kwantową. W związku z tym można przypuszczać, że te dwa rodzaje prawdopodobieństw mają ze sobą coś wspólnego. To jest doskonale potwierdzone przez zastosowania praktyczne rozważane w [28] i fakt omówiony w następnym paragrafie.

Istnieje niezwykle ważne teoretyczne uzasadnienie [37] hermetyzacji sygnałów. Przypomnijmy, że jednym z celów kwantowej teorii pola było wyjaśnienie odwiecznej tajemnicy: W jaki sposób odległe cząstki mogą oddziaływać na siebie? Odpowiedzią miało być użycie wirtualnych bozonów. Jednak na razie otrzymaliśmy quasi-odповідź przesuwającą tylko problem w inne miejsce. Bowiem, aby wysłać stosowne bozony, odległe cząstki muszą się ze sobą komunikować. Przykładowo, kwark musi otrzymać informację o aktualnym kolorze innej cząstki kolorowej. Stąd rzeczywistość kwantowa nie może obejść się bez przesyłania sygnałów ponadświetlnych i zaden eksperyment nie jest nawet potrzebny.

Literatura

- [1] Einstein A.: *Zur Elektrodynamik der bewegter Körper*. Annalen der Physik, vol. 17, 1905, 891–924
- [2] Koczyński W., Trautman A.: *Czasoprzestrzeń i grawitacja*. Warszawa, Państwowe Wydawnictwo Naukowe 1981
- [3] Tolman R. C.: *The Theory of Relativity of Motion*. Berkeley, University of California Press 1917
- [4] Planck M.: *Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum*. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, vol. 2, 1900, 237–245
- [5] Bohr N.: *On the constitution of atoms and molecules*. Philosophical Magazine, vol. 26, 1913, 1–25, 476–502, 857–875
- [6] Heisenberg W.: *Über quantentheoretischen Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen*. Zeitschrift der Physik, vol. 33, 1925, 879–893
- [7] Schrödinger E.: *An undulatory theory of the mechanics of atoms and molecules*. Physical Review, vol. 28, 1926, 1049–1070
- [8] Białynicki-Birula I.: *Mechanika kwantowa wczoraj, dziś i jutro*. Postępy Fizyki, tom 52, zesz. 5, 2001, 248–254
- [9] Penrose R.: *Nowy umysł cesarza. O komputerach, umyśle i prawach fizyki*. Warszawa, Wydawnictwo Naukowe PWN 1996
- [10] Penrose R.: *Cienie umysłu. Poszukiwanie naukowej teorii świadomości*. Poznań, Zysk i S-ka Wydawnictwo 2000
- [11] Bjorken J. D., Drell S. D.: *Relatywistyczna teoria kwantów*. Warszawa, Państwowe Wydawnictwo Naukowe 1985
- [12] Białynicki-Birula I., Cieplak M., Kamiński J.: *Teoria kwantów. Mechanika falowa*. Warszawa, Wydawnictwo Naukowe PWN 2001
- [13] Einstein A.: *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*. Annalen der Physik, vol. 17, 1905, 132–148
- [14] Einstein A., Podolsky B., Rosen N.: *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?* Physical Review, vol. 47, 1935, 777–780

- [15] Scarani V., Tittel W., Zbinden H., Gisin N.: *The speed of quantum information and the preferred frame: analysis of experimental data*. Physics Letters A, vol. 276, 2000, 1–7
- [16] Bell J. S.: *On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*. Physics, vol. 1, 1964, 195–200
- [17] Aspect A., Dalibard J., Roger G.: *Experimental test of Bell inequalities using time-varying analysis*. Physical Review Letters, vol. 49, 1982, 1804–1807
- [18] Ghirardi G. C., Rimini A., Weber T.: *A general argument against superluminal transmission through the quantum mechanical measurement process*. Lettere Al Nuovo Cimento, vol. 27, 1980, 293–298
- [19] Wang L. J., Kuzmich A., Dogariu A.: *Gain-assisted superluminal light propagation*. Nature, vol. 406, 2000, 277–279
- [20] Dogariu A., Kuzmich A., Wang L. J.: *Transparent anomalous dispersion and superluminal light-pulse propagation at a negative group velocity*. Physical Review A, vol. 63, 2001, 053806.1–12
- [21] Kuzmich A., Dogariu A., Wang L. J., Milonni P. W., Chiao R. Y.: *Signal velocity, causality, and quantum noise in superluminal light pulse propagation*. Physical Review Letters, vol. 86, 2001, 3925–3929
- [22] Bell J. S.: *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*. Cambridge, Cambridge University Press 1987
- [23] Caban P., Rembielinski J.: *Lorentz-covariant quantum mechanics and preferred frame*. 2001, preprint quant-ph/9808013 at <<http://xxx.lanl.gov>>
- [24] Feinberg G.: *Possibility of faster-than-light particles*. Physical Review, vol. 159, 1967, 1089–1105
- [25] Bilaniuk O. M., Deshpande V. K., Sudarshan E. C. G.: *«Meta»-relativity*. American Journal of Physics, vol. 30, 1962, 718–723
- [26] Recami E., Mignani R.: *Classical theory of tachyons*. Rivista Nuovo Cimento, vol. 4, 1974, 209–290
- [27] Recami E.: *Classical tachyons and applications*. Rivista Nuovo Cimento, vol. 9, 1986, 1–178
- [28] Nowacki Z. A.: *Ponadświatlna transmisja informacji przy użyciu łączy kwantowych z pojedynczym detektorem*. Ten zeszyt
- [29] Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M.: *Feynmana wykłady z fizyki*. Warszawa, Państwowe Wydawnictwo Naukowe 1972
- [30] Hessmo B.: *Quantum Optics in Constrained Geometries*. Uppsala, Acta Universitatis Upsaliensis 2000
- [31] Sawieliew I. W.: *Wykłady z fizyki*. Warszawa, Wydawnictwo Naukowe PWN 1998
- [32] Haber F.: *An Introduction to Information and Communication Theory*. Reading, Addison-Wesley 1974
- [33] Schutz B. F.: *Wstęp do ogólnej teorii względności*. Warszawa, Wydawnictwo Naukowe PWN 1995
- [34] Rolnick W. B.: *Implications of causality for faster-than-light matter*. Physical Review, vol. 183, 1969, 1105–1108
- [35] Everett H.: *"Relative state" formulation of quantum mechanics*. Reviews of Modern Physics, vol. 29, 1957, 454–462

- [36] Nowacki Z. A.: Referat wygłoszony na konferencji *Przetwarzanie i analiza sygnałów w systemach wizji i sterowania*, Słok k/Bełchatowa, 2006
- [37] Nowacki Z. A.: <<http://www.nova.pc.pl/podst.htm>>