

Tomasz Bigaj

O pewnych wzmocnieniach twierdzenia Bella

Słowa kluczowe: twierdzenie Bella, lokalność, mechanika kwantowa, okresy kontr-faktyczne, Einsteina kryterium realności

Powszechnie uznaje się, że twierdzenie Bella z 1964 r., stanowiące jeden z ważniejszych rezultatów mechaniki kwantowej, wyklucza istnienie deterministycznych teorii parametrów ukrytych respektujących założenie lokalności. Poniższy cytat z pracy samego Johna Bella podkreśla właśnie ten wniosek z jego twierdzenia:

W teorii, w której do mechaniki kwantowej zostały dodane parametry określające rezultaty pojedynczych pomiarów, bez zmieniania przewidywań statystycznych, musi istnieć mechanizm, za pomocą którego przygotowanie jednego urządzenia pomiarowego może wpłynąć na odczyt innego instrumentu, jakkolwiek odległego¹.

Mówiąc dokładniej, twierdzenie Bella w swojej standardowej postaci głosi, że łączne założenie deterministycznych parametrów ukrytych oraz warunku lokalności (odległe pomiary nie mogą wpłynąć na wyniki pomiarowe uzyskane lokalnie) prowadzi do nierówności łamiącej przewidywania statystyczne wyprowadzone ze standardowej teorii kwantowej. Rezultat ten jest bez wątpienia przełomowy, można jednakże zadać pytanie, czy nie dałoby się wyprowadzić nierówności Bella z przesłanek logicznie słabszych niż te użyte w oryginalnym sformułowaniu z 1964 r. Odpowiedź Bella na to pytanie była twierdząca. Przedstawił on uogólnioną wersję swojego twierdzenia, która nie posługuje się założeniem determinizmu, a jedynie opiera się na pojedynczej przesłance, zwanej warunkiem

¹ „In a theory in which parameters are added to quantum mechanics to determine the results of individual measurements, without changing the statistical predictions, there must be a mechanism whereby the setting of one measuring device can influence the reading of another instrument, however remote” (Bell 1987, s. 20).

faktoryzowalności (*factorisability condition*)². Powszechnie interpretuje się uogólnione twierdzenie Bella jako dowodzące niemożliwości istnienia stochastycznej (a nie tylko deterministycznej) teorii parametrów ukrytych, która respektowałaby ograniczenia wynikające z zasady lokalności. W tym wypadku uznaje się, że wspomniany wyżej statystyczny warunek faktoryzowalności, stawiający znak równości między prawdopodobieństwem jednoczesnego uzyskania dwóch wyników pomiarowych w dwóch odległych pomiarach a iloczynem prawdopodobieństw tych samych wyników branych z osobna, stanowi adekwatną reprezentację warunku lokalności. Jeśli zgodzimy się na tę interpretację, musimy uznać, że uogólnione twierdzenie Bella bezwarunkowo wyklucza możliwość lokalnego wyjaśnienia korelacji kwantowo-mechanicznych, niezależnie od kwestii wyboru deterministycznych parametrów ukrytych (Bell 1987, s. 152).

Jednakże mimo intensywnych badań zmierzających do ujawnienia ontologicznego znaczenia warunku faktoryzowalności jego precyzyjna interpretacja pozostaje sprawą otwartą, a zatem filozoficzna lekcja z uogólnionego twierdzenia Bella jest ciągle nie do końca jasna³. Z tego powodu można utrzymywać, że nadal potrzebny jest argument pokazujący, że nierówność Bella (lub jakkolwiek inna konsekwencja łamiąca statystyczne przewidywania mechaniki kwantowej) da się wyprowadzić z samego niekontrowersyjnego warunku lokalności, bez pomocy założenia deterministycznych parametrów ukrytych (lub też, jak się czasem nazywa to założenie, „realizmu wartości posiadanych”). Wyzwanie to zostało podjęte przez H.P. Stappa w serii prac opublikowanych na przestrzeni ponad trzydziestu lat⁴. Interesującym filozoficznie aspektem prób Stappa wzmocnienia twierdzenia Bella jest to, że większość z nich opiera się na możliwościach semantycy kontrfaktycznych okresów warunkowych. Stapp może być uważany za pioniera kontrfaktycznej metody analizy w mechanice kwantowej, która dzisiaj uważa-

² Por. (Bell 1987, s. 54, s. 152). Termin „faktoryzowalność” został zaproponowany przez A. Fine’a (1981).

³ Sam Bell uważał, że faktoryzowalność może być wyprowadzona z zasady „lokalnej przyczynowości”, która stwierdza, że wszystkie czynniki istotne kauzalnie dla wystąpienia danego zdarzenia powinny być zlokalizowane w absolutnej przeszłości tego zdarzenia (Bell 1987, s. 54). Najstynniesza filozoficzna analiza warunku faktoryzowalności została podana przez J. Jarretta (1984, 1989), który zaproponował rozbić go na dwa niezależne warunki, znane dzisiaj pod nazwą „niezależności rezultatu” (*outcome independence*) i „niezależności parametru” (*parameter independence*). Jednakże rozróżnienie Jarretta jest krytykowane przez niektórych autorów (por. Maudlin 1984, s. 95; Bigaj 2006, par. 1.5). Uważam, że można kwestionować tezę, iż statystyczny warunek niezależności parametru odzwierciedla ideę nieistnienia związku przyczynowego między pojedynczym odległym pomiarem a rezultatem ujawnionym lokalnie. W książce (Bigaj 2006a, par. 1.5) podaję przykład, w którym warunek niezależności parametru jest złamany, a jednak można utrzymywać, że odległy pomiar nie wpływa w żaden sposób na lokalną sytuację fizyczną.

⁴ Oto próbka takich publikacji: (Stapp 1971, 1989, 1990, 1997, 1998, 1999, 2001a; Bedford, Stapp 1995).

na jest przez fizyków za użyteczne narzędzie interpretacji⁵. Stapp twierdzi, że przy pomocy logiki kontrfaktycznej D. Lewisa można wyprowadzić nierówność Bella z samego założenia lokalności. Jednakże większość jego dowodów spotkało się ze zdecydowaną krytyką ze strony zarówno fizyków, jak i filozofów⁶. Pod adresem dowodów Stappa kierowano zarzuty popełniania błędów logicznych, stosowania niewłaściwych sformułowań zasady lokalności, a przede wszystkim przemycania w różnych formach ukrytego założenia determinizmu. Choć Stapp nigdy nie uznał się za pokonanego, pod wpływem krytyki dokonał znacznych modyfikacji w swoich argumentach, nadając im nierzadko bardzo wyrafinowaną i rygorystyczną formę logiczną.

W niniejszym artykule chciałbym skoncentrować się na najnowszej próbie kontrfaktycznego wzmocnienia twierdzenia Bella, którą podjął Stapp w 1997 r., a następnie znacznie udoskonalił w późniejszych publikacjach. Dowód z 1997 r. opiera się na szczególnie eleganckiej wersji twierdzenia Bella, znanej jako „przypadek Hardy’ego”. Po omówieniu stanu kwantowego rozważanego w przypadku Hardy’ego przedstawię zręby kontrfaktycznej semantyki użytej przez Stappa w jego dowodzie. Kluczowymi założeniami dowodu są dwa nierównoważne sformułowania warunku lokalności, z których drugie wzbudza wiele dobrze uzasadnionych kontrowersji. Jednakże konkluzja rozumowania Stappa może być osiągnięta przy pomocy innej przesłanki niż wątpliwe drugie założenie lokalności. Pokażę, że przyjęcie pozornie niekontrowersyjnego kontrfaktycznego kryterium realności (wzorowanego na Einsteinowskim kryterium realności fizycznej sformułowanym w pracy z 1935 r.) prowadzi, wraz z założeniem lokalności, do złamania statystycznych przewidywań mechaniki kwantowej. Rezultat ten należy uznać za istotne wzmocnienie oryginalnego twierdzenia Bella, chociaż nadal pozostaje kwestią otwartą, czy w konsekwencji należy odrzucić założenie lokalności, czy też może kryterium realności.

I. Tło fizyczne

Przypadek Hardy’ego dotyczy sytuacji z dwiema cząstkami L i R przygotowanymi w szczególnego rodzaju splątanim stanie kwantowym. Rozważmy dwie pary obserwabli $L1$, $L2$ i $R1$, $R2$, charakteryzujących odpowiednio cząstki L i R ⁷.

⁵ Oto dwa przykłady: semantyka kontrfaktyczna jest używana w niestandardowej interpretacji mechaniki kwantowej R. Griffithsa, zwanej interpretacją spójnych historii (*consistent histories*), a także w L. Vaidmana interpretacji czasowej symetryzowalności (Griffiths 1999, 2001; Vaidman 1999a, 1999b).

⁶ Lista krytyków (niekompletna) zawiera następujące pozycje: (Redhead 1987; Clifton i in. 1990; Dickson 1994; Mermin 1998; Finkelstein 1998; Unruh 1999; Placek 2000; Shimony, Stein 2001, 2003; Bigaj 2007).

⁷ Więcej szczegółów na temat tego przykładu można znaleźć w: (Hardy 1992; Mermin 1998).

Zakładamy, że każda z obserwabli może przyjmować jedną z dwóch wartości + lub – (przykładem może być spin połówkowy mierzony wzdłuż różnych osi). Przyjmujemy również, że $L1$ i $L2$ nie komutują ze sobą (podobnie dla $R1$ i $R2$). Jak na razie wszystkie założenia są analogiczne do założeń standardowego twierdzenia Bella (np. w wersji znanej jako CHSH). Jednakże zasadniczą różnicą jest to, że w przykładzie Hardy’ego cząstki L i R są przygotowane w innym stanie wyjściowym niż stan singletowy użyty w twierdzeniu Bella. Stan Hardy’ego można przedstawić za pomocą następującej kombinacji wektorów w przestrzeni stanów Hilberta (symbol $|Li\alpha\rangle$ reprezentuje wektor własny operatora Li odpowiadający rezultatowi α):

$$(H) \quad \Psi_H = |L1+\rangle |R1-\rangle - c |L2-\rangle |R2+\rangle$$

gdzie współczynnik c jest dany w postaci następującego iloczynu skalarnego wektorów: $c = \langle L2- | L1+\rangle \langle R2+ | R1-\rangle$ (stała normalizująca została pominięta). Prosty rachunek pokazuje, że spełnione są następujące relacje ortogonalności między Ψ_H a odpowiednimi wektorami własnymi:

$$(1.1) \quad \langle L1-, R2- | \Psi_H \rangle = 0$$

$$(1.2) \quad \langle L2-, R2+ | \Psi_H \rangle = 0$$

$$(1.3) \quad \langle L2+, R1+ | \Psi_H \rangle = 0$$

Jednakże możliwe jest, aby dla odpowiedniego doboru obserwabli prawdziwa była następująca nierówność:

$$(1.4) \quad \langle L1-, R1+ | \Psi_H \rangle \neq 0$$

Relacje ortogonalności (1.1)–(1.3) implikują, że prawdopodobieństwa uzyskania kombinacji rezultatów pomiarowych $(L1-, R2-)$, $(L2-, R2+)$ oraz $(L2+, R1+)$ dla stanu Ψ_H wynoszą zero. Z kolei czwarta relacja (1.4) zapewnia, że prawdopodobieństwo kombinacji $(L1-, R1+)$ jest niezerowe. Zatem możemy powiedzieć, że formalizm kwantowomechaniczny w połączeniu z założoną matematyczną formą stanu Ψ_H prowadzą do następujących implikacji:

$$(H1) \quad (L1 \wedge R2) \Rightarrow (L1- \supset R2+)$$

$$(H2) \quad (L2 \wedge R2) \Rightarrow (R2+ \supset L2+)$$

$$(H3) \quad (L2 \wedge R1) \Rightarrow (L2+ \supset R1-)$$

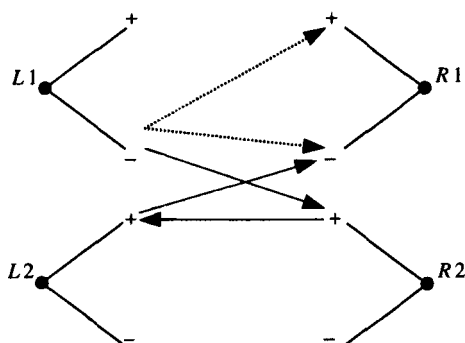
Symbol $\Rightarrow$ reprezentuje implikację ścisłą, a symbol $\supset$ implikację materialną. Formuły (H1)–(H3) można swobodnie przedstawić jako tezy głoszące, że we wszystkich światach możliwych, w których dokonano pomiarów odpowiednich

wielkości, jeżeli jeden z pomiarów ujawnił pewną wartość, drugi musi ujawnić ściśle określoną wartość. Z kolei warunek (1.4) stanowi uzasadnienie dla następującej formuły:

$$(H4) \quad \sim[(L1 \wedge R1) \Rightarrow (L1- \supset R1-)]$$

Znaczy to, że istnieje świat możliwy, w którym wybrano do pomiaru wielkości $L1$ i $R1$ i w którym rezultat pomiaru $L1$ jest „minus”, ale rezultat pomiaru $R1$ jest różny od $-$.

Przewidywania kwantowomechaniczne (H1)–(H2) dotyczące przypadku Hardy’ego można przedstawić w wygodny sposób na diagramie (rys. 1):



Rys. 1. Kwantowomechaniczne przewidywania dotyczące eksperymentu Hardy’ego. Strzałki zaznaczone linią ciągłą oznaczają konieczny związek między odpowiednimi rezultatami, linia przerywana oznacza możliwość obu rezultatów. Na przykład strzałka prowadząca od rezultatu $-$ eksperymentu $L1$ do rezultatu $+$ eksperymentu $R2$ oznacza, że jeśli zmierzono wartość wielkości $L1$ jako $-$, rezultat pomiaru $R2$ musi być $+$. Linia przerywana łącząca $L1-$ z $R1-$ i $R1+$ oznacza, że jeśli pomiar $L1$ ujawnił wartość $-$, oba rezultaty pomiaru $R2$ mają niezerowe prawdopodobieństwo.

Implikacje przedstawione na rys. 1 jasno pokazują, że przy założeniu, iż wszystkie cztery obserwowalne mają określone wartości przed pomiarem, które dla każdej cząstki są niezależne od pomiaru dokonanego na cząstce drugiej (tzw. lokalność Bella), przewidywania (H1)–(H4) są złamane. Jest tak dlatego, że możemy teraz połączyć trzy ciągłe strzałki, wychodząc z założenia, że pomiar $L1$ dał rezultat $-$, do wniosku, że pomiar $R1$ musi dać $-$, co jest sprzeczne z (H4) i przerywaną linią łączącą $-$ z $+$. Pokazuje to, że przypadek Hardy’ego może być wykorzystany w tym samym celu co oryginalne twierdzenie Bella. Jednakże ze względu na szczególną „liniową” strukturę można przypuszczać, że przypadek Hardy’ego da się zastosować do celu wzmocnienia twierdzenia Bella poprzez eliminację założenia determinizmu. W tym celu jednak musimy przyjrzeć się dokładnie semantyce kontrfaktycznych okresów warunkowych.

II. Semantyka okresów kontrfaktycznych i warunek lokalności

Wszystkie znane mi kontrfaktyczne analizy sytuacji kwantowomechanicznych posługują się następującą charakterystyką semantyczną okresów kontrfaktycznych, pochodzącą od D. Lewisa⁸:

- (L) Zdanie „Gdyby było P , to byłoby Q ” (w skrócie: $P \Box \rightarrow Q$) jest prawdziwe ztw Q jest prawdziwe we wszystkich możliwych P -światach, które są najbliższe w stosunku do świata rzeczywistego⁹.

Precyzyjny sens powyższego warunku prawdziwości zależy od przyjętej interpretacji relacji bliskości (podobieństwa) między światami możliwymi. Powszechnie znana jest interpretacja relacji podobieństwa podana przez Lewisa, oparta na porównywaniu światów pod względem dwóch aspektów: jednostkowych faktów i ogólnych praw (Lewis 1986). Lewis dopuszcza, aby świat, w którym złamane są niektóre prawa przyrody, był traktowany jako bliższy światu rzeczywistemu niż świat, w którym wszystkie prawa obowiązują, ale jednostkowe fakty są radykalnie różne od rzeczywistych. Okazuje się jednak, że Lewisowska metoda porównywania światów możliwych prowadzi do błędnych wartościowań dla okresów kontrfaktycznych wiążących rezultaty odległych pomiarów dokonanych w splątanych systemach kwantowych (szczegóły można znaleźć w paragrafie 2.4 mojej książki: Bigaj 2006). W zastosowaniach kwantowomechanicznych przyjmujemy więc, że światy możliwe mogą się od siebie różnić tylko zachodzeniem jednostkowych faktów. Jedynym zatem kryterium bliskości w stosunku do świata rzeczywistego będzie kryterium maksymalizacji czasoprzestrzennych obszarów dokładnej zgodności jednostkowych faktów.

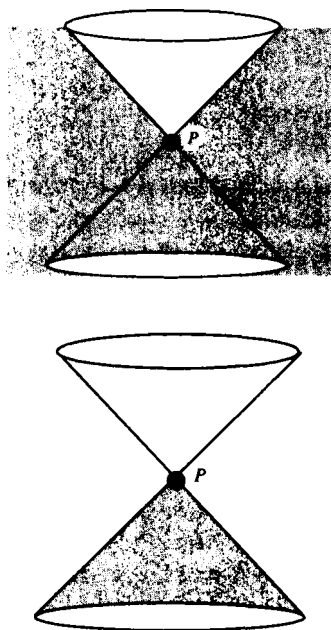
Jednakże, aby zdać sprawę z obserwowalnej czasowej asymetrii okresów kontrfaktycznych (tj. tego, że w zdecydowanej większości prawdziwych okresów kontrfaktycznych następnik opisuje zdarzenie zachodzące później niż poprzednik), musimy traktować inaczej fakty zachodzące w przeszłości zakładanego kontrfaktycznie zdarzenia niż fakty należące do jego przyszłości. Najprostszym sposobem poradzenia sobie z tym problemem jest przyjęcie założenia, że kiedy analizujemy prawdziwość okresu $P \Box \rightarrow Q$, którego poprzednik P odnosi się do zdarzenia zachodzącego w czasie t , najbliższymi światami możliwymi, w których prawdziwe jest P , będą te światy, które mają tę samą przeszłość momentu t co świat rzeczywisty. Taka definicja upraszcza znacznie pierwotny warunek prawdziwości (L). Pozostaje wszakże jeden problem – pojęcie przeszłości danego momentu nie jest relatywistycznie niezmiennicze, gdyż w oczywisty sposób zależy od przyjętego układu odniesienia. Aby spełnić wymogi szczególnej teorii względności, można wprowadzić dwa rela-

⁸ Por. (Lewis 1973).

⁹ Sformułowanie to zakłada spełnienie tzw. założenia granicy (*Limit Assumption*) (Lewis 1973, s. 19). Ogólniejsze warunki prawdziwości można znaleźć w (Lewis 1973, s. 49).

tywistycznie niezmiennicze warunki prawdziwości okresów kontrfaktycznych. Jeden z nich zakłada, że obszar zgodności ze światem rzeczywistym ma obejmować całą czasoprzestrzeń poza *przyszłym* stożkiem świetlnym zdarzenia opisywanego przez P ; drugi natomiast definiuje obszar zgodności jako wewnątrz *przeszłego* stożka świetlnego. W ten sposób możemy sformułować dwa możliwe określenia charakteryzujące prawdziwość kontrfaktycznych okresów warunkowych (por rys. 2):

- (C1) Jeśli P stwierdza zachodzenie zdarzenia punkowego p , to $P \square \rightarrow Q$ jest prawdziwe ztw Q jest prawdziwe we wszystkich możliwych P -światach, które są identyczne ze światem rzeczywistym w całym obszarze poza przyszłym stożkiem świetlnym zdarzenia p .
- (C2) Jeśli P stwierdza zachodzenie zdarzenia punkowego p , to $P \square \rightarrow Q$ jest prawdziwe ztw Q jest prawdziwe we wszystkich możliwych P -światach, które są identyczne ze światem rzeczywistym w całym obszarze wewnątrz przeszłego stożka świetlnego zdarzenia p ¹⁰.



Rys. 2. Dwa sposoby interpretacji kontrfaktycznych okresów.
Obszar zacieniony oznacza zgodność ze światem rzeczywistym.

¹⁰ Podobne rozróżnienie zostało wprowadzone w (Finkelstein 1998). Zauważmy, że stosowalność obu warunków (C1) i (C2) jest ograniczona do okresów kontrfaktycznych, których poprzedniki odnoszą się do dobrze zlokalizowanych zdarzeń, niepowiązanych kauzalnie ze zdarzeniami poza ich przyszłymi stożkami świetlnymi. Generalizację warunku (C1) można znaleźć w (Finkelstein 1999, Bigaj 2004). Procedura uogólniająca warunek (C2) jest zarysowana w (Bigaj 2006, par. 5.4).

Analiza dowodów podanych przez Stappa sugeruje jednoznacznie, że warunek prawdziwości (C1) oddaje najlepiej jego rozumienie okresów kontrfaktycznych. Dlatego też w dalszych rozważaniach pominiemy alternatywny warunek (C2). Nie znaczy to oczywiście, że (C2) jest z jakichś powodów gorszy czy niewłaściwy.

Dowód Stappa opiera się na pewnych intuicjach dotyczących relatywistycznej lokalności. Jak się za chwilę okaże, jego argument wykorzystuje dwa niezależne sformułowania warunku lokalności. Jedno z nich można przedstawić ogólnie za pomocą wprowadzonej semantyki światów możliwych.

(SLOC) Dla wszystkich niesprzecznych zdarzeń punktowych p istnieje świat możliwy, w którym zachodzi p i który jest identyczny ze światem rzeczywistym wszędzie poza przyszłym stożkiem świetlnym p ¹¹.

Przedstawiony powyżej warunek zapewnia to, że zgodnie z prawami przyrody pojawienie się zdarzenia p nie wywołuje żadnych zmian w obszarze, który jest przestrzenno-podobnie odseparowany od p . Łącząc warunek (SLOC) z interpretacją okresów kontrfaktycznych zawartą w (C1), możemy wyprowadzić następującą kontrfaktyczną reprezentację warunku lokalności:

(CLOC) Dla każdych zdań P i Q stwierdzających zachodzenie zdarzeń odseparowanych przestrzennopodobnie, $Q \Rightarrow (P \Box \rightarrow Q)$ ¹².

Warunek (SLOC) może być również przedstawiony w równoważnej formie jako:

(CLOC') Dla każdych zdań P i Q stwierdzających zachodzenie zdarzeń odseparowanych przestrzennopodobnie, $(P \Box \rightarrow Q) \Rightarrow Q$.

Niezależnie od szczegółowej werbalizacji, warunek lokalności stwierdza, że dla każdych dwóch zdarzeń odseparowanych przestrzennopodobnie, których istnienie stwierdzone jest w zdaniach P i Q , zbiór światów możliwych, w których zachodzi Q , jest identyczny ze zbiorem światów możliwych, w których zachodzi $P \Box \rightarrow Q$.

¹¹ Istotnym ograniczeniem powyższego warunku lokalności jest założenie, że p jest zdarzeniem indeterministycznym, tj. że istnieje możliwy p -świat, który nie różni się od świata rzeczywistego w obszarze absolutnej przeszłości p . Ograniczenie to nie wpływa na ogólność naszych rozważań, gdyż powszechnie zakłada się, iż wybór pomiaru jest zdarzeniem indeterministycznym. Możliwe uogólnienie warunku (SLOC) jest podane w (Bigaj 2006, par. 6.6).

¹² Ciekawe jest to, że połączenie (SLOC) z warunkiem (C2) daje negację Lewisowskiego warunku zależności kontrfaktycznej (*counterfactual dependence*) jako reprezentację założenia lokalności. Por. (Bigaj 2006, par. 6.1).

III. Kontrfaktyczna wersja standardowego dowodu twierdzenia Bella

Semantyka okresów kontrfaktycznych wprowadzona w poprzednim paragrafie może być wykorzystana w celu formalizacji wnioskowania naszkicowanego pod koniec paragrafu 1, pokazującego, że założenie realizmu i lokalności prowadzi do wniosków sprzecznych z przewidywaniami mechaniki kwantowej dla przypadku Hardy'ego. Celem takiej formalizacji jest przetestowanie nowo wprowadzonego aparatu formalnego na względnie dobrze znanym terenie. Główną zasadą interpretacyjną przyjętą w proponowanej formalizacji będzie założenie, że realizm wartości posiadanych interpretuje się za pomocą zdań kontrfaktycznych, stwierdzających istnienie dla każdego mierzalnego parametru odpowiedniej wartości, która byłaby ujawniona, gdybyśmy dokonali odpowiedniego pomiaru¹³. Zasadę tę przedstawimy następująco:

(CRPV) Dla każdego $i = 1, 2$ i każdego świata możliwego w

- (a) istnieje wartość α równa $+$ lub $-$ i taka, że zdanie „ $Li \Box \rightarrow Li\alpha$ ” jest prawdziwe w w ,
- (b) istnieje wartość β równa $+$ lub $-$ i taka, że zdanie „ $Ri \Box \rightarrow Ri\beta$ ” jest prawdziwe w w .

Spełnienie warunku (CRPV) zapewnia to, że wyniki możliwych pomiarów są kontrfaktycznie zdeterminowane nie tylko w świecie rzeczywistym, ale także we wszystkich światach możliwych, w których obowiązują nasze prawa przyrody. Jednakże sam warunek (CRPV) nie gwarantuje tego, że we wszystkich światach możliwych wyniki te będą takie same. W szczególności (CRPV) dopuszcza sytuację, w której wybór obserwabli przeznaczonej do pomiaru na odległej cząstce zmieniałby wartość parametru drugiej cząstki. Aby wykluczyć taką możliwość, musimy odwołać się do warunku lokalności, znanego jako lokalność Bella. W proponowanej interpretacji lokalność Bella przyjmie następującą formę:

- (BLOC)
- (A) Jeśli $Ri \Box \rightarrow (Lj \Box \rightarrow Lj\alpha)$, to $Lj \Box \rightarrow Lj\alpha$
 - (B) Jeśli $Li \Box \rightarrow (Rj \Box \rightarrow Rj\beta)$, to $Rj \Box \rightarrow Rj\beta$

Powyższe sformułowanie sprowadza się do twierdzenia, że jeśli dana wartość lokalnego parametru istnieje przy kontrfaktycznym założeniu dotyczącym odległego pomiaru, to ta sama wartość będzie istniała w świecie, w którym nie dokonano żadnego odległego pomiaru. Istotne jest, że (BLOC) wynika ze sformułowanego wcześniej warunku lokalności (SLOC) przy założeniu kontrfaktycznego realizmu wartości posiadanych (CRPV). Szkic dowodu tego faktu

¹³ Reguła ta jest w zgodzie z propozycją wysuniętą przez G. Ghirardiego i R. Grassi w (1994, s. 404), aby interpretować atrybucje własności kwantowych za pomocą zdań kontrfaktycznych

przedstawimy dla warunku (A) (warunek (B) dowodzi się analogicznie). Zgodnie z warunkiem (C1) okres warunkowy $Ri \Box \rightarrow (Lj \Box \rightarrow Lj\alpha)$ należy wartościować w Ri -światach, które pokrywają się ze światem rzeczywistym poza przyszłym stożkiem świetlnym pomiaru Ri (nazwijmy te światy $w(Ri)$). Istnienie światów $w(Ri)$ wynika oczywiście z warunku lokalności (SLOC). Prawdziwość rozważanego okresu kontrfaktycznego sprowadza się do tego, że $Lj \Box \rightarrow Lj\alpha$ ma być prawdziwe we wszystkich światach $w(Ri)$. A to z kolei implikuje, że $Lj\alpha$ musi być prawdą we wszystkich światach możliwych $w(Lj, Ri)$, których obszar zgodności ze światem rzeczywistym ograniczony jest do części czasoprzestrzeni poza dwoma przyszłymi stożkami świetlnymi: jednym mającym swój początek w miejscu pomiaru Lj , a drugim w miejscu Ri .

Założmy teraz, przeciwnie do dowodzonej tezy, że okres kontrfaktyczny $Lj \Box \rightarrow Lj\alpha$ jest fałszywy w świecie rzeczywistym. Z założenia (CRPV) wynika, że istnieje pewna wartość, przy której rozważany okres jest prawdziwy, zatem jeśli nie równa się ona α , musi być wartością przeciwną α' . Ale to implikuje, że we wszystkich możliwych Lj -światach, które pokrywają się z światem rzeczywistym poza przyszłym stożkiem świetlnym pomiaru Lj (nazwijmy te światy $w(Lj)$) otrzymany wynik jest α' . Lecz to prowadzi do sprzeczności. Jeśli z perspektywy świata $w(Lj)$ rozważymy możliwy świat, w którym dokonano pomiaru Rj na odległej częścce, przy czym cały obszar poza przyszłym stożkiem świetlnym Rj pozostaje taki jak w świecie $w(Lj)$ (istnienie tego świata zagwarantowane jest zasadą (SLOC)), to natychmiast widzimy, że ten nowy świat musi należeć do kategorii światów $w(Lj, Ri)$, dla których udowodniliśmy, że wynik pomiaru Lj wynosi α a nie α' . Zatem (BLOC) musi być prawdziwe, jeśli założymy (SLOC) i (CRPV).

Przejdźmy teraz do dowodu kontrfaktycznego twierdzenia Bella dla przypadku Hardy'ego. Punktem wyjścia będzie formuła:

$$(3.1) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow (R2 \Box \rightarrow L1-).$$

Zdanie (3.1) jest uzasadnione założeniem lokalności (CLOC) i oczywiście założeniem, że Li i Rj są odseparowane przestrzenniepodobnie. Następnie odwołujemy się do konsekwencji kwantowomechanicznej (H1) oraz niekontrowersyjnej tezy logicznej, którą można udowodnić w każdym systemie logiki okresów kontrfaktycznych

$$(LOG1) \quad (P \Rightarrow Q) \Rightarrow [(R \Box \rightarrow P) \Rightarrow (R \Box \rightarrow Q)]$$

aby otrzymać:

$$(3.2) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow (R2 \Box \rightarrow R2+).$$

Stosując zasadę lokalności (CLOC) do sytuacji kontrfaktycznej, w której w wyniku pomiaru wielkości $R2$ otrzymano $+$, możemy uzasadnić następującą formułę (przy pomocy (LOG1)):

$$(3.3) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow [R2 \square \rightarrow (L2 \square \rightarrow R2+)],$$

a przy pomocy (H2) i (LOG1) możemy wyprowadzić

$$(3.4) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow [R2 \square \rightarrow (L2 \square \rightarrow L2+)].$$

Zasada (BLOC) pozwala nam na przejście od (3.4) do

$$(3.5) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \square \rightarrow L2+).$$

Zastosowanie (CLOC) daje nam

$$(3.6) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \square \rightarrow R1).$$

Następująca reguła logiki okresów kontrfaktycznych może być łatwo uzasadniona:

$$(LOG2) \quad [(P \square \rightarrow Q) \wedge (P \square \rightarrow R)] \Rightarrow [P \square \rightarrow (Q \wedge R)].$$

Przy pomocy (LOG2) możemy wywnioskować z (3.5) i (3.6), że

$$(3.7) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow [L2 \square \rightarrow (L2+ \wedge R1)]$$

co na podstawie (H3) prowadzi do

$$(3.8) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \square \rightarrow R1-).$$

Teraz możemy odwołać się do warunku lokalności (CLOC'), aby wyeliminować $L2$ i uzyskać negację warunku (H4):

$$(3.9) \quad (L1- \wedge R1) \Rightarrow R1-.$$

Zwróćmy uwagę, że powyższy dowód wykorzystuje założenie realizmu wartości posiadanych tylko raz, przy uzasadnieniu zasady (BLOC), która następnie została wykorzystana do przeprowadzenia przejścia z (3.4) do (3.5). Można zatem mieć nadzieję, że da się wyprowadzić negację (H4) bez tezy (CRPV), tylko przy pomocy samego założenia lokalności w formie warunku (SLOC) lub też innego akceptowalnego warunku. To właśnie jest cel, który stawia sobie Stapp.

IV. Dowód Stappa wzmocnionego twierdzenia Bella

Derywacja podana przez Stappa w 1997 zaczyna się od następującego założenia¹⁴

$$(4.1) \quad (L2+ \wedge R2) \Rightarrow [R1 \Box \rightarrow (L2+ \wedge R1)],$$

które jest konsekwencją zastosowania zasady (CLOC) (Stapp nazywa to założenie zasadą lokalności (LOC1)) oraz zasad logiki $P \Box \rightarrow P$ i (LOG2). Kwantowo-mechaniczna implikacja (H3) w połączeniu z (LOG1) gwarantuje przejście od (4.1) do

$$(4.2) \quad (L2+ \wedge R2) \Rightarrow (R1 \Box \rightarrow R1-).$$

Za pomocą tezy (H2), która może być przedstawiona równoważnie jako $(L2 \wedge R2+) \Rightarrow (L2+ \wedge R2)$, otrzymujemy

$$(4.3) \quad (L2 \wedge R2+) \Rightarrow (R1 \Box \rightarrow R1-).$$

Formuła (4.3) może być przepisana w logicznie równoważny sposób jako

$$(4.4) \quad L2 \Rightarrow [R2+ \supset (R1 \Box \rightarrow R1-)].$$

Obecnie musimy wykonać najbardziej kontrowersyjny krok w całym dowodzie: wprowadzenie jeszcze jednej zasady lokalności. Stapp zauważa najpierw, że formuła (4.4) jest ścisłą implikacją, której poprzednik odnosi się do wyboru obserwabli przeznaczonej do pomiaru na cząstce L , natomiast następnik składa się wyłącznie ze zdań odnoszących się do pomiarów i rezultatów uzyskanych w systemie R . Ze względu na ten fakt można przypuszczać, że wartość logiczna następnika implikacji (4.4.) nie powinna zależeć od tego, co ma miejsce w przestrzennopodobnie odseparowanym obszarze L . Stapp proponuje następującą regułę inferencji, która, jego zdaniem, opiera się na uzasadnionej intuicji lokalności:

(STLOC) Jeśli implikacja $Li \Rightarrow B(R)$ jest prawdziwa, to $Lj \Rightarrow B(R)$ jest prawdą, gdzie $B(R)$ zawiera zdania odnoszące się wyłącznie do obserwowalnych zjawisk zachodzących w rejonie R .

Przy pomocy (STLOC) możemy otrzymać formułę

¹⁴ Podana rekonstrukcja oparta jest na oryginalnym artykule Stappa z 1997 r., z dodanymi poprawkami pewnych błędów logicznych odkrytych przez Shimony'ego i Steina (2003) i uznanych przez Stappa (2001b).

$$(4.5) \quad L1 \Rightarrow [R2+ \supset (R1 \square \rightarrow R1-)]$$

i jej logiczny równoważnik

$$(4.6) \quad (L1 \wedge R2+) \Rightarrow (R1 \square \rightarrow R1-).$$

Ściśła implikacja $(L1- \wedge R2) \Rightarrow (L1 \wedge R2+)$ jest konsekwencją (H1), co uzasadnia przejście do

$$(4.7) \quad (L1- \wedge R2) \Rightarrow (R1 \square \rightarrow R1-).$$

Stąd za pomocą niekwestionowalnych przejść logicznych można otrzymać

$$(4.8) \quad (L1- \wedge R2) \Rightarrow [(L1 \wedge R1) \square \rightarrow (L1- \supset R1-)].$$

Formuła (4.8) jest bardzo bliska negacji konsekwencji mechaniki kwantowej (H4). (4.8) stwierdza, że dla każdego świata możliwego w^* , w którym zachodzi $L1-$ i $R2$, we wszystkich światach możliwych, w których zachodzi $L1$ i $R1$ i które są najbliższe w^* , implikacja $L1- \supset R1-$ jest spełniona. Ta konkluzja nie jest sama przez się równoważna zaprzeczeniu (H4), które stwierdza, że implikacja $L1- \supset R1-$ powinna być spełniona we wszystkich światach $L1$ i $R1$, a nie tylko w tych, które są najbliższe pewnym światom $L1-$ i $R2$. Okazuje się jednak, że jeśli zastosujemy zasadę lokalności (SLOC), można argumentować, że (4.8) prowadzi do zaprzeczenia (H4). Szczegóły wyводу, pokazującego ten fakt, pominę.

Jednakże aby zgodzić się na wniosek Stappa dotyczący nielokalnego charakteru mechaniki kwantowej, musimy mieć pewność, że przejście od formuły (4.4) do (4.5) jest rzeczywiście uzasadnione zasadą relatywistycznej lokalności. Sprawa jednak nie jest taka prosta. Na przykład D. Mermin (1998) twierdzi, że okres kontrfaktyczny $R1 \square \rightarrow R1-$ traci sens w kontekście formuły (4.5), ponieważ założenie, że na cząstce L dokonano pomiaru obserwabli $L1$, nie pozwala na wywnioskowanie, jaki rezultat uzyskalibyśmy mierząc $R1$, a nie $R2$ na cząstce R . A. Shimony i H. Stein (2001, 2003) nie są tak rygorystyczni w kwestii sensowności okresów kontrfaktycznych, twierdząc tylko, że ich warunki prawdziwości mogą zależeć od faktów dotyczących odległych obszarów bez złamania zasady lokalności. Shimony i Stein wskazują, że semantyka okresów kontrfaktycznych podana w formie warunku prawdziwości (C1) *explicite* wymienia obszary czasoprzestrzeni przestrzennopodobnie odseparowane od miejsca lokalizacji zdarzenia opisywanego poprzednikiem i następnikiem. Nie powinno być więc zaskoczeniem, że okres $R1 \square \rightarrow R1-$ może zmienić swoją wartość logiczną w zależności od pomiaru wybranego dla cząstki L , choć fakt ten nie ma nic wspólnego z nielokalnymi oddziaływaniami przyczynowymi, a tylko odzwierciedla szczególny charakter kontrfaktycznych okresów warunkowych.

Nie będę obecnie szczegółowo analizował tych i innych obiekcji pod adresem zasady (STLOC) oraz odpowiedzi Stappa na zarzuty krytyków¹⁵. Chciałbym tylko zwrócić uwagę na jedną sprawę. Wydaje mi się, że przejście logiczne od formuły (4.4) do (4.5) mogłoby być zadowalająco uzasadnione przez odwołanie do intuicji lokalności, gdybyśmy mieli niezależne racje za twierdzeniem, że istnieje obiektywna własność fizyczna zlokalizowana w obszarze R i stanowiąca realny odpowiednik zdania $R2+ \supset (R1 \sqcap \rightarrow R1-)$. To twierdzenie z kolei zakłada, że prawdziwe zdania kontrfaktyczne o postaci $Ri \sqcap \rightarrow Ri\alpha$ są ugruntowane w obiektywnych własnościach systemu R . Założenie to wydaje się zaskakująco podobne do przypuszczenia, znanego pod nazwą Einsteińskiego kryterium realności fizycznej, użytego w słynnym argumente EPR za niekompletnością mechaniki kwantowej. Kryterium Einsteina stwierdza, że jeśli możemy wywnioskować, że konkretna wartość będzie uzyskana w danym pomiarze, choćby nawet ten pomiar nie został przeprowadzony, to musi istnieć pewien „element rzeczywistości” odpowiedzialny za pojawienie się tej wartości. Widać teraz, że kryterium Einsteina może przydać się Stappowi dla uzasadnienia tezy o *prima facie* słuszności zasady lokalności (STLOC) i konsekwentnie dla pokazania, że założenie lokalności jest złamane w przypadku Hardy’ego. Opierając się na tym przypuszczeniu, w następnym paragrafie postaram się podać dowód wzmocnionego twierdzenia Bella, które nie odwołuje się do wątpliwej zasady (STLOC), ale opiera się bezpośrednio na kryterium Einsteina i niekwestionowanym założeniu (SLOC).

V. Kryterium Einsteina i wzmocnienie twierdzenia Bella

Jednym z częściej cytowanych fragmentów klasycznego artykułu Einsteina, Podolsky’ego i Rosena z 1935 r. jest następujący fragment, w którym autorzy formułują swoje kryterium realności:

Jeśli, nie zaburzając w żaden sposób systemu, możemy przewidzieć z pewnością (tj. z prawdopodobieństwem równym jedności) wartość wielkości fizycznej, to istnieje element fizycznej realności odpowiadający tej wielkości fizycznej¹⁶.

Powyższe kryterium odgrywa ważną rolę w argumente EPR, gdzie wykorzystane jest razem z założeniem lokalności („braku zaburzenia”). Argument EPR pokazuje, że założenie lokalności wraz z kryterium realności fizycznej prowadzą do wniosku o niekompletności mechaniki kwantowej, tj. wniosku o istnieniu

¹⁵ Por. (Bigaj 2006, par. 4.2.5), gdzie poddaję argument Shimony’ego i Steina wnikliwej analizie, argumentując, że – wbrew ich twierdzeniu – zasada (STLOC) zawiera pewnego rodzaju założenie lokalności, ale innego typu niż założenie potrzebne Stappowi w jego argumente.

¹⁶ „If, without in any way disturbing a system, we can predict with certainty (i.e. with probability equal to unity) the value of a physical quantity, then there exists an element of physical reality corresponding to this physical quantity” (Einstein i in. 1935, s. 777).

pewnych „elementów realności” (parametrów ukrytych), które nie są opisane standardowym formalizmem mechaniki kwantowej. Z kolei twierdzenie Bella przyjmuje jako swoje przesłanki właśnie istnienie owych „elementów realności” oraz założenie lokalności, pokazując, że prowadzą one do sprzeczności ze standardową mechaniką kwantową. Mało kto jednak dostrzega, że twierdzenie Bella może być oparte na tym samym założeniu, co jedna z przesłanek argumentu EPR – mianowicie na kryterium Einsteina – zamiast na standardowym założeniu parametrów ukrytych¹⁷. Poniżej przedstawię dowód na to, że kryterium realności fizycznej Einsteina (w odpowiedniej kontrfaktycznej wersji) oraz założenie lokalności (SLOC) istotnie prowadzą do sprzeczności z przewidywaniami mechaniki kwantowej w przypadku Hardy’ego¹⁸. Jest to bez wątpienia wzmocnienie oryginalnego twierdzenia Bella, ponieważ warunkowe kryterium Einsteina jest z pewnością słabsze niż kategoryczne stwierdzenie istnienia parametrów ukrytych.

W poniższej rekonstrukcji będę interpretował możliwość przewidzenia z pewnością wartości danej obserwabli za pomocą okresu kontrfaktycznego, stwierdzającego, że gdyby dokonano pomiaru, rezultat byłby taki-a-taki. Kryterium realności głosi, że jeśli taki okres jest prawdziwy, to musi istnieć „element realności fizycznej odpowiadający tej obserwabli”. Należy to rozumieć tak, że istnieje pewna własność systemu, która determinuje to, że jeśli pomiar obserwabli zostanie przeprowadzony, rezultat będzie taki, jak w naszym przewidywaniu. Prowadzi to do następującej kontrfaktycznej interpretacji kryterium Einsteina dla przypadku Hardy’ego:

(CER) Jeśli okres kontrfaktyczny $Ri \square \rightarrow Ri\alpha$ jest prawdziwy dla pewnej wartości α , to istnieje własność p taka, że:

- (a) $p(R)$
- (b) $(p(R) \wedge Ri) \Rightarrow Ri\alpha$
- (c) $p(R) \Rightarrow (Ri \square \rightarrow p(R))$.

Wyrażenie $p(R)$ odczytujemy jako „system R posiada własność p ”. Warunki (a) i (b) nie wymagają komentarzy. Z kolei warunek (c) zapewnia to, że fakt wyrażany przez $p(R)$ nie może zostać „zniszczony” przez pomiar Ri . Oczywiście analogiczne kryterium może być sformułowane dla cząstki L .

Łatwo pokazać, że (CER) prowadzi do następującego twierdzenia:

$$(5.1) \quad (Ri \square \rightarrow Ri\alpha) \Leftrightarrow p(R).$$

¹⁷ Wyjątkiem wartym wzmianki jest artykuł R. Cliftona i in. (1992), w którym autorzy pokazują, że założenie Einsteińskiego kontrfaktycznego kryterium realności w przypadku GHZ prowadzi do złamania przewidywań kwantowomechanicznych, jeżeli założona jest niezmienniczość Lorenzowska.

¹⁸ Przedstawiona poniżej derywacja jest wzorowana na nieformalnym szkicu argumentu podanym przez Shimony’ego i Steina w (2001).

Implikacja $(R_i \Box \rightarrow R_i\alpha) \Rightarrow \rho(R)$ jest natychmiastową konsekwencją warunku (a) w (CER). Natomiast implikacja odwrotna $\rho(R) \Rightarrow (R_i \Box \rightarrow R_i\alpha)$ może być wyprowadzona z $\rho(R) \Rightarrow [R_i \Box \rightarrow (\rho(R) \wedge R_i)]$ i $(\rho(R) \wedge R_i) \Rightarrow R_i\alpha$ za pomocą (LOG1). Obecnie możemy przedstawić formalny dowód na to, że (CER) plus (SLOC) i (H1)–(H4) nie mogą być łącznie spełnione. Derywacja podana poniżej nie zawiera komentarzy, z wyjątkiem tego, że każda linia dowodu jest zaopatrzona w odpowiednie uzasadnienie.

(5.2)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (R2 \Box \rightarrow R2+)$	(CLOC), (H1), (LOG1)
(5.3)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow \rho(R)$	(5.1), (5.2)
(5.4)	$\rho(R) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow \rho(R))$	(CLOC)
(5.5)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow \rho(R))$	(5.3), (5.4)
(5.6)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow (R2 \Box \rightarrow R2+))$	(5.5), (5.1), (LOG1)
(5.7)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow (R2 \Box \rightarrow L2))$	(CLOC)
(5.8)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow (R2 \Box \rightarrow (L2 \wedge R2+)))$	(5.6), (5.7), (LOG2)
(5.9)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow (R2 \Box \rightarrow L2+))$	(5.8), (H2), (LOG1)
(5.10)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow L2+)$	(5.9), (CLOC')
(5.11)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow R1)$	(CLOC)
(5.12)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow (L2+ \wedge R1))$	(5.10), (5.11), (LOG2)
(5.13)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow (L2 \Box \rightarrow R1-)$	(5.12), (H3), (LOG1)
(5.14)	$(L1- \wedge R1) \Rightarrow R1-$	(5.13), (CLOC)
(5.15)	$\sim H4$	(5.14)

Kluczowym krokiem derywacji jest punkt (5.4), w którym warunek lokalności (CLOC) jest zastosowany do elementu rzeczywistości $\rho(R)$. Gdybyśmy nie mieli Einsteińskiego kryterium rzeczywistości, nie moglibyśmy twierdzić, że możliwość wyprowadzenia okresu kontrfaktycznego $R2 \Box \rightarrow R2+$ z rezultatu $L1-$, stwierdzona w (5.2), daje nam prawo uznania istnienia własności cząstki R , która musi być zachowana niezależnie od wybranego pomiaru na cząstce L . Innymi słowy, przypuszczenie, że okres kontrfaktyczny $R2 \Box \rightarrow R2+$ jest prawdziwy przy założeniu $L1-$, ale fałszywy przy założeniu $L2$, samo przez się nie stanowi złamania warunku lokalności (SLOC). Tylko z pomocą (CER) możemy odwołać się do warunku lokalności i stwierdzić, że prawdziwość $R2 \Box \rightarrow R2+$ musi być zachowana niezależnie od tego, co dzieje się z cząstką L .

To, że powyższy argument istotnie stanowi wzmocnienie twierdzenia Bella, staje się widoczne, kiedy porównamy Einsteińskie kryterium (CER) z oryginalnym założeniem twierdzenia Bella, jakim jest realizm wartości posiadanych. W standardowej formie założenie realizmu implikuje Einsteińskie kryterium, ale nie na odwrót. Realizm wartości posiadanych stwierdza, że system posiada określone wartości dla wszystkich parametrów go charakteryzujących, zatem niektóre z tych wartości są właśnie tożsame z Einsteińskimi elementami rzeczywistości

wyprowadzonymi z przewidywań dotyczących przyszłych pomiarów. Z drugiej strony, założenie (CER) nie wyklucza możliwości, że parametry, dla których standardowa mechanika kwantowa nie przewiduje z prawdopodobieństwem równym jedności żadnego konkretnego wyniku pomiaru (jest tak, gdy system nie jest w stanie własnym dla danego parametru), są nieokreślone co do swojej wartości. Istotnie, Einstein zakładał, że jego kryterium jest całkowicie neutralne ze względu na przyjętą interpretację formalizmu kwantowomechanicznego. Powinno ono być spełnione zarówno w przypadku teorii parametrów ukrytych, jak i ortodoksyjnej, „kopenhaskiej” interpretacji mechaniki kwantowej.

Wniosek płynący z twierdzenia udowodnionego w niniejszym paragrafie jest taki, że jeśli chcemy zachować przewidywania mechaniki kwantowej, musimy odrzucić założenie lokalności (SLOC) lub też Einsteinowskie kryterium realności fizycznej (CER). Odrzucenie lokalności byłoby zgodne z postulatem Stappa nie-lokalności mechaniki kwantowej. Wydaje się jednak, że warta rozpatrzenia jest strategia oparta na odrzuceniu (CER). W takiej interpretacji należałoby uznać, że prawdziwość odpowiednich kontrfaktycznych okresów warunkowych dotyczących możliwych pomiarów i ich rezultatów może nie być „ugruntowana” w żadnej obiektywnej własności systemu fizycznego. Ich prawdziwość byłaby zatem czymś w rodzaju „nagiego faktu” (*brute fact*) niewytłumaczalnego na gruncie istniejących praw przyrody. Analizę ontologicznych konsekwencji takiego przypuszczenia chciałbym pozostawić na inną okazję.

Bibliografia

- Bedford D. and Stapp H.P.: 1995, „Bell’s Theorem in an Indeterministic Universe”, „Synthese” 102, 139–164.
- Bell J.: 1987, *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*, CUP, Cambridge.
- Bigaj T.: 2004, „Counterfactuals and Spatiotemporal Events”, „Synthese” 142, 1, 1–20.
- Bigaj T.: 2006, *Non-locality and Possible Worlds. A Counterfactual Perspective on Quantum Entanglement.*, Ontos Verlag, Frankfurt–Lancaster–New Brunswick, forthcoming.
- Bigaj T.: 2007, „Counterfactuals and Non-locality of Quantum Mechanics”, *Foundations of Science*, forthcoming.
- Clifton R., Butterfield J., and Redhead M.: 1990, „Nonlocal Influences and Possible Worlds”, *Brit. J. Phil. Sci.* 41, 5–58.

- Clifton R., C. Pagonis, I. Pitowsky: 1992, „Relativity, Quantum Mechanics and EPR”, w: D. Hull, M. Forbes, K. Okruhlik (eds.), *PSA 1992*, Vol. 1, East Lansing, Michigan, 114–128.
- Dickson M.: 1994, „Stapp’s Theorem Without Counterfactual Commitments: Why It Fails Nonetheless”, „Stud. Hist. Phil. Sci.”, Vol. 24, No 5, 791–814.
- Einstein A., Podolsky B., Rosen N.: 1935, „Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?”, „Physical Review” 48, 696–702.
- Fine A.: 1981, „Correlations and Physical Locality”, w: P.D. Asquith, R.N. Giere (eds.), *PSA 1980*, East Lansing, Michigan.
- Finkelstein J.: 1998, „Yet Another Comment on Nonlocal Character of Quantum Theory”, preprint quant-ph/9801011.
- Finkelstein J.: 1999, „Space-time Counterfactuals”, „Synthese” 119, 287–298.
- Ghirardi G., Grassi R.: 1994, „Outcome Predictions and Property Attribution: the EPR Argument Reconsidered”, „Studies in the History and Philosophy of Science” 25 (3), 397–423.
- Griffiths R.B.: 1999, „Consistent Quantum Counterfactuals”, „Physical Review A”, 60 (1).
- Griffiths R.B.: 2001, *Consistent Quantum Theory*, CUP, Cambridge.
- Hardy L.: 1992, „Quantum Mechanics, Local Realistic Theories, and Lorentz-invariant Realistic Theories”, „Physical Review Letters” 68, 2981–2984.
- Jarrett J.: 1984, „On the Physical Significance of the Locality Condition in the Bell Arguments”, „Nous” 18, 569–89.
- Jarrett J.: 1989, „Bell’s Theorem: A Guide to the Implications”, w: J. Cushing, E. McMullin, *Philosophical Consequences of Quantum Theory. Reflections on Bell’s Theorem*. Univ. of Notre Dame Press, Notre Dame.
- Lange M.: 2002, *An Introduction to the Philosophy of Physics: Locality, Fields, Energy, and Mass*, Blackwell Publishing, Oxford.
- Lewis D.: 1973, *Counterfactuals*, Harvard Univ. Press, Cambridge (Mass.)
- Lewis D.: 1986, „Counterfactual Dependence and Time’s Arrow”, w: *Philosophical Papers Vol II*, OUP, Oxford.
- Maudlin T.: 1994, *Quantum Non-locality and Relativity*, Blackwell, Oxford.
- Mermin D.: 1998, „Nonlocal Character of Quantum Theory?”, „American Journal of Physics” 66 (10), 920–924.
- Placek T. : 2000, „Stapp’s Arguments for Non-locality are Wrong”, „Reports on Philosophy” 20, 131–167.
- Redhead M.: 1987, *Non-locality, Incompleteness and Realism*, Oxford Univ. Press, Oxford.
- Shimony A.: 1986, „Events and Processes in the Quantum World”, w: R. Penrose, C. Isham (eds.), *Quantum Concepts in Space and Time*, Oxford University Press, Oxford, reprinted in (Shimony 1993), 140–162.

- Shimony A.: 1993, *Search for a Naturalistic World View. Vol. II Natural Science and Metaphysics*, CUP, Cambridge.
- Shimony A., Stein H.: 2001, „Comment on ‘Nonlocal Character of Quantum Theory’ by Henry P. Stapp”, „American Journal of Physics” 69, 848–853.
- Shimony A., Stein H.: 2003, „On quantum non-locality, special relativity, and counterfactual reasoning”, w: A. Ashtekar i in. (eds.), *Revisiting the Foundations of Relativistic Physics*, Kluwer, Dordrecht, 499–521.
- Stapp H.P.: 1971, „S-matrix Interpretation of Quantum Theory”, „Physical Review” 3D, 1303–1320.
- Stapp H.P.: 1989, „Quantum Nonlocality and the Description of Nature”, w: J. Cushing, E. McMullin, *Philosophical Consequences of Quantum Theory. Reflections on Bell’s Theorem*. Univ. of Notre Dame Press, Notre Dame, 154–74.
- Stapp H.: 1990, „Quantum Measurement and the Mind-Brain Connection”, w: P. Lahti, P. Mittelstaedt (eds.), *Symposium on the Foundations of Modern Physics 1990*, World Scientific, Singapore–New Jersey–London–Hong Kong.
- Stapp H.P.: 1997, „Nonlocal Character of Quantum Theory”, „Am. J. Phys.” 65, 300–304.
- Stapp H.: 1998, „Meaning of Counterfactual Statements in Quantum Physics”, „Am. J. Phys.” 66 (10), 924–926.
- Stapp H.P.: 1999, „Comments on ‘Non-locality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics’”, „Physical Review” A 60 (3), 2595–2598.
- Stapp H.P.: 2001a, „Response to Comment on ‘Nonlocal Character of Quantum Theory’ by Abner Shimony and Howard Stein”, „Am. J. Phys.” 69 (8), 854–859.
- Stapp H.P.: 2001b, „Bell’s Theorem without Hidden Variables”, Lawrence Berkeley Laboratory Report No. LBNL 46942, quant-ph/0010047
- Unruh, W.: 1999, „Nonlocality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics”, „Physical Review” A, 59, 126–130.
- Vaidman, L.: 1999a, „Defending Time-Symmetrized Quantum Counterfactuals”, „Stud. Hist. Phil. Mod. Phys.”, 373–397.
- Vaidman, L.: 1999b, „Time-Symmetrized Counterfactuals in Quantum Theory”, „Foundations of Physics” 29 (5), 755–756.

On Some Reinforcements of Bell's Theorem

Key words: *Bell's theorem, locality, quantum mechanics, counterfactuals, Einstein's criterion of reality*

The article discusses the possibility of strengthening Bell's theorem by eliminating the premise of determinism from the derivation of Bell's inequality. A recent argument due to H. Stapp purporting to derive a contradiction with the quantum-mechanical prediction from the counterfactually interpreted assumption of locality is critically analyzed. An alternative derivation is proposed, which is based on the assumption of locality, as well as Einstein's criterion of physical reality.