

MAREK WOSZCZEK*

KWANTOWA TEORIA MIARY A ONTOLOGIA

Abstract

QUANTUM MEASURE THEORY AND ONTOLOGY

Since noncommutative measure theory plays a central role in the quantum theory, one might say that quantum mechanics is a new generalized theory of probability. That assertion, however, raises many problems with interpreting quantum probabilities and quantum events. Although one can take a radically instrumentalist or pragmatist approach toward this question, it is much more interesting, both theoretically and heuristically, to adopt a realistic or ontological strategy that treats the quantum measure as an effective parameter of an underlying time-symmetric regime of physical dynamics, which only generates the classical events and probabilities at its limit. It is argued that time-symmetric relativistic reformulations of the quantum theory with time-like nonseparability have important advantages over space-like nonlocal hidden-variable Bohmian-type models, which have Aristotelian spacetime as their natural environment.

Keywords: quantum measure, noncommutative probability space, interpretation of probability, ontology of events, realism

Zrozumienie natury prawdopodobieństw kwantowych wymaga podjęcia istotnych zagadnień związanych z interpretacją mechaniki kwantowej przede wszystkim ze względu na fundamentalne znaczenie w jej obrębie algorytmu statystycznego Borna–(Diraca–Pauliego). Filozofowie fizyki często skupiają uwagę na tzw. problemie pomiaru, statusie funkcji stanu lub zjawisku nielokalności. Z punktu widzenia ontologii przyrody to jednak pytanie o strukturę probabilistyczną mechaniki kwantowej ma podstawowy charakter. Jednocześnie charakter różnic między miarą kwantową a jej klasycznym odpowiednikiem uniemożliwia proste rozwiązanie tego problemu, które opierałoby się jedynie na przyjęciu odpowiedniej reinterpretacji prawdopodobieństwa. Struk-

* Zakład Filozofii Nauki, Instytut Filozofii, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, ul. Szmarzewskiego 89c, 60-568 Poznań, marekwoszczek2@wp.pl.

tura mechaniki kwantowej nie jest bowiem zdefiniowana na rzeczywistych prawdopodobieństwach, lecz na relacjach zespolonych amplitud odzwierciedlających geometrię przestrzeni stanów. Pytanie o sens tych ostatnich nie jest jednak łatwe i nie przypomina jakiegokolwiek zagadnienia fizyki przedkwantowej. Relacje te muszą stanowić punkt wyjścia każdej przekonującej interpretacji ontologicznej mechaniki kwantowej, ponieważ to one, a nie prawdopodobieństwa jako takie, odpowiadają za wszystkie wyjątkowe własności kwantowego przetwarzania informacji.

W części pierwszej przedstawię podstawowe własności kwantowych przestrzeni probabilistycznych i pokażę, w jaki sposób ograniczają one albo wręcz wykluczają znane z teorii klasycznych standardowe podejścia do prawdopodobieństwa. W części drugiej krytycznie omówię główne strategie interpretacyjne, które się w tej sytuacji proponuje. Będę dowodził, że tylko wystarczająco radykalne podejścia ontologiczne do mechaniki kwantowej – takie, które nie utożsamiają zdarzeń kwantowych z nierelacyjnymi zdarzeniami czasoprzestrzennymi i nie prowadzą do ekwiwokacji – mają szansę wyjść obronną ręką z konfrontacji z instrumentalizmem. Jedną z trudności jest tu ontologiczny status czasoprzestrzeni w teorii kwantowej. Nie musi to jednak wcale prowadzić do takiego konfliktu z teorią względności i przyczynową strukturą czasoprzestrzeni, z jakim mamy do czynienia na przykład w deterministycznej mechanice bohmowskiej.

1. KWANTOWE STRUKTURY PROBABILISTYCZNE: Q-ZDARZENIA SĄ KONTEKSTUALNE

Algorytm Borna, stanowiący integralną część mechaniki kwantowej, jest prosty i pod względem matematycznym nie budzi wątpliwości. Jego interpretacja wymaga jednak dostrzeżenia kilku subtelności, które stawiają pod znakiem zapytania zwyczajowe podejście do „prawdopodobieństw kwantowych”. Polega ono na ujmowaniu ich, zwłaszcza w kontekstach laboratoryjnych z seriami pomiarów i ich statystykami dającymi wartości oczekiwane obserwabli, w kategoriach klasycznych, tj. częstościowo lub quasi-częstościowo, natomiast na poziomie metafizycznym – w wypadku stanów czystych i podejść indeterministycznych – na traktowaniu ich jako przejawów dyspozycji wewnętrznych (niekontekstualnych) przypisywanych badanym układom. W mechanice kwantowej prawdopodobieństwa te nie są jednak pojęciem pierwotnym, a struktura, od której zależy ich definiowanie, ma skrajnie nieklasyczne własności algebraiczne uniemożliwiające wprowadzenie pojęcia częstości.

Niech $\mathfrak{B}(\mathcal{H})$ będzie zbiorem wszystkich ograniczonych operatorów na zespolonej przestrzeni Hilberta \mathcal{H} . Prawdopodobieństwo p , że układ kwantowy w stanie ψ , reprezentowanym unormowanym wektorem $|\psi\rangle$ w \mathcal{H} , ma własność fizyczną daną zdaniem $P_{\hat{Q}_{\Delta_i}} = P_i$, stwierdzającym, że wartość $v_{\hat{Q}}$ mierzonej obserwabli Q leży w borelowskim podzbiornie Δ_i widma Sp jej operatora hermitowskiego $\hat{Q} \in \mathfrak{B}(\mathcal{H})$, $\Delta_i \subset Sp(\hat{Q})$, jest produktem skalarnym:

$$p(v_{\hat{Q}} \in \Delta_i; \psi) = p(P_{\hat{Q}_{\Delta_i}}; \psi) := \langle \psi | \chi_{\Delta_i}(\hat{Q}) | \psi \rangle = \|\chi_{\Delta_i}(\hat{Q})\psi\|^2, \quad (1)$$

gdzie χ_{Δ} to funkcja charakterystyczna taka, że: $\chi_{\Delta_i}(v_{\hat{Q}}) = 1$, gdy $v_{\hat{Q}} \in \Delta_i$, a $\chi_{\Delta_i}(v_{\hat{Q}}) = 0$, gdy $v_{\hat{Q}} \notin \Delta_i$, czyli $\chi_{\Delta_i}(\hat{Q}) = \hat{P}_i$. Powszechnie przyjmuje się, że w lokalnym układzie fizycznym (egzoukładzie, nazwanym czasem niezbyt szczęśliwie obserwatorem) pobierającym informację o stanie innego układu kwantowego (endoukładu) dostępna jest jedynie wartość $\langle \psi | \chi_{\Delta_i}(\hat{Q}) | \psi \rangle$. Sporna jest jego interpretacja ontologiczna, co wynika z jeszcze bardziej fundamentalnego problemu interpretacji struktury algebraicznej, która odpowiedzialna jest za ten rozkład prawdopodobieństw dla widma $Sp(\hat{Q})$. Miara probabilistyczna, o której tu mowa, odbiega zasadniczo od miary klasycznej (c -miary), ponieważ nie działa na σ -algebrze, lecz na kracie $\mathcal{P}(\mathcal{H}) = \mathcal{P}(\mathfrak{B}(\mathcal{H}))$ ortogonalnych operatorów rzutowych \hat{P}_i na domknięte jednowymiarowe podprzestrzenie przestrzeni \mathcal{H} i kracie \mathcal{L} odpowiadających im zdań eksperymentalnych P_i , czyli jest nietrywialnym uogólnieniem c -miary. Sam *stan* układu kwantowego S możemy dla takiej kraty zdefiniować jako mapę $\rho: \mathcal{P}(\mathcal{H}) \rightarrow [0, 1]$, która spełnia następujące warunki:

- i. $\rho(\emptyset) = 0$ dla operatora zerowego oraz $\rho(I) = 1$ dla operatora tautologii,
- ii. $\rho(\bigvee_{i=0}^{\infty} P_i) = \sum_{i=0}^{\infty} \rho(P_i)$ dla dowolnego zbioru spełniającego: $P_i P_j = 0$, $i \neq j$,
- iii. jeśli dany jest podzbiór $\{P_k : k \in K\}$ kraty $\mathcal{P}(\mathcal{H})$ (gdzie K to zbiór indeksowy), którego zdania są z pewnością prawdziwe, czyli $\rho(P_k) = 1$ dla każdego $k \in K$, to wówczas $\rho(\bigwedge_{k \in K} P_k) = 1$, gdzie $P \wedge P'$ odpowiada projektorowi na podprzestrzeń $\hat{P}\mathcal{H} \cap \hat{P}'\mathcal{H}$.

Dla stanów tych zachodzi $0 \leq \rho(P_i) \leq 1$. Można następnie zdefiniować dyspersję $\theta_\rho(P) = \rho(P) - \rho(P)^2$ (wykorzystując fakt, że dla projektorów zachodzi $\widehat{P}^2 = \widehat{P}$) oraz dyspersję całkowitą $\theta_\rho = \sup_{P \in \mathcal{L}} \{\theta_\rho(P)\}$, która daje z definicji stan czysty, gdy jest zerowa, natomiast dla stanów mieszanych jest zawsze niezerowa (w ogólności zbiór $\mathfrak{S}(\mathcal{H})$ wszystkich stanów na \mathcal{H} jest zbiorem wypukłym, w którym jedynie punkty brzegowe to \widehat{P}_i odpowiadające promieniom w \mathcal{H}). Wyjątkowość mechaniki kwantowej i znaczenie algorytmu (1) polegają na tym, że o ile w mechanice klasycznej podstawowe stany fizyczne to stany czyste bez dyspersji, o tyle w mechanice kwantowej *standardowo* występują stany czyste z niezerową dyspersją, niedające się przedstawić jako funkcja stanów bez dyspersji. Niezależnie od długich dyskusji nad pytaniem, czy przemawia to na rzecz ściśle ontologicznego indeterminizmu, w kontekście tradycyjnej filozofii teorii prawdopodobieństwa ciekawsze wydaje się zagadnienie fizycznej interpretacji $\rho_\psi(P_i) = p(P_{Q\Delta_i}; \psi)$ oraz tego, jak traktować *struktury generujące* tę nową miarę również poza kontekstem przestrzeni Hilberta (gdy jest ona niekonstruowalna). Podejście operacyjno-laboratoryjne dobrze sobie radzi z interpretacją p , ale budzi liczne wątpliwości filozoficzne dotyczące podstaw fizyki, zwłaszcza reżimu kwantowo-grawitacyjnego, kiedy działające w laboratorium lokalne podejście instrumentalistyczne¹ przestaje wystarczać. Nie wiadomo zwłaszcza, jaki sens należy przypisać pojęciom zdarzenia czy stanu i ich prawdopodobieństwa.

Źródłem wyjątkowości miary kwantowej — q -miary $\rho(P)$ — jest oczywiście nieprzemienność operatorów. Powoduje ona, że dla niezgodnych operatorów \widehat{P}_i i \widehat{P}_j takich, że $i \neq j$, analogia z klasyczną miarą probabilistyczną załamuje się, a klasyczne reguły prawdopodobieństw (rozumowań probabilistycznych dotyczących rzeczywistości, która ma *jedną*, niekontekstualną historię) przestają obowiązywać. Oznacza to, że nie istnieją kwantowe prawdopodobieństwa warunkowe $p(P_i|P_j)$, ponieważ nie można swobodnie definiować prawdopodobieństw łącznych $p(P_i \cap P_j)$. Wynika to stąd, że q -miara ma strukturę nieboolowską (pełna krata \mathcal{L} jest ortomodularna, ale niedystrybutywna). Nie

¹ Lokalne podejście instrumentalistyczne (albo operacyjne) w kwantowej teorii informacji koncentruje się wyłącznie na operacjach fizycznych lokalnie przeprowadzanych, tj. zdefiniowanych lokalnymi protokołami, takich jak przygotowywanie i transformowanie stanów układów (każdy kanał kwantowy jest tu traktowany jako operacja). Odrzuca ono ontologiczną interpretację tych operacji i stanów oraz takich strukturalnych własności dynamiki kwantowej, jak superpozycja czy splątanie. W pragmatycznym kontekście praktyki laboratoryjnej zakłada też klasyczne tło (w szczególności czasoprzestrzenne) i posługuje się klasycznymi pojęciami interakcji-pomiaru oraz wiedzy eksperymentatora i jej aktualizacji.

da się więc przeszczepić intuicji klasycznych na ten zupełnie odmienny reżim fizyczny². W sensie fizycznym oznacza to, że zdarzenia i historia układu są *mocno* (w tym *maksymalnie*) *kontekstualne*. Wynika to z twierdzenia Kochena–Speckera dla $\mathcal{P}(\mathcal{H})$ (zob. np. Varadarajan 2007: 127 i nn., Amaral, Cunha, Cabello 2015), które działa dla par obserwabli zgodnych (współmierzalnych) i – w przeciwieństwie do twierdzenia Bella – dla układów prostych, na przykład pojedynczych trójpoziomowych kutritów. Innymi słowy, w mechanice kwantowej nie jest możliwe takie zdefiniowanie miary probabilistycznej, żeby spełniała ona klasyczne warunki (miary Liouville’a na przestrzeni fazowej) i dawała poprawne prawdopodobieństwa warunkowe dla par zdarzeń. Poprawnych prawdopodobieństw warunkowych możemy najwyżej oczekiwać w bardzo szczególnym wypadku pseudoklasycznego kontekstu pomiaru³. W tej sytuacji cała probabilistyczna struktura zdarzeń fizycznych jest odmienna: są one modelowane za pomocą właściwych funkcji wskaźnikowych, będących tutaj atomami, tj. ortogonalnymi rzutowaniami na promienie $|P_i\rangle\langle P_i| \in \mathcal{P}(\mathcal{H})$, z $|1\rangle\langle 1|$

² Niesłuszne jest twierdzenie, jakoby często używana w praktyce tzw. reguła (von Neumanna)–Lüdersa (Lüders 1950), dająca prawdopodobieństwa (wartości oczekiwane) Lüdersa, definiowała *kwantowe* prawdopodobieństwa warunkowe (od lat 70. i 80. pogląd ten rozwijali m.in. Jeffrey Bub, Gianni Cassinelli czy Nino Zanghí, zob. np.: Cassinelli, Zanghí 1983, 1984, Beltrametti, Cassinelli 1981: 279 i nn., Bub 1979). Fakt, że to uogólnienie kwantowe jest drastycznie nieaddytywne i nie jest definiowalne (jest fizycznie wykluczona) jakakolwiek łączność (wspólność) między niezgodnymi zdarzeniami P_i i P_j – konieczna, aby sensownie mówić, że jedno warunkuje drugie (a właściwie, że w kontekście kwantowym odpowiednia wartość własna a_i warunkuje odpowiednią wartość własną a_j niezgodnych operatorów) – od razu praktycznie wyklucza taką możliwość, i to mimo że w szczególnym przypadku kwantowych zdarzeń zgodnych, dla których wielkość $p(P_i \cap P_j)$ jest definiowalna, reguła Lüdersa poprawnie odtwarza klasyczne prawdopodobieństwa warunkowe. W tym wypadku formalna analogia rozciągnięta na przestrzeń nieprzemiennej zawodzi, dlatego słuszne jest powiedzenie, że kwantowe prawdopodobieństwa warunkowe (i łączne) po prostu nie istnieją. Jeśli interpretacja warunkowa nie działa w połowie wypadków, to problem nie w tym, że endemicznie nie działa, a w tym, że nie działa w ogóle.

³ Pseudoklasyczny kontekst pomiaru kwantowego (zwany też *blokiem*) jest maksymalnym zbiorem współmierzalnych obserwabli, który można matematycznie zdefiniować za pomocą hipermaksymalnych operatorów hermitowskich na przestrzeni \mathcal{H} . W sensie fizycznym jest to sytuacja w obrębie mającej nieklasyczną strukturę historii kwantowej wyglądająca „dostatecznie klasycznie”, to znaczy, *jak gdyby* przypisanie układowi pewnej wartości jako jego mierzonej własności było możliwe. Jest to sytuacja pseudoklasyczna, ponieważ wynika z pominięcia relacji pojedynczego zdarzenia do serii zdarzeń, której jest elementem. Wysunięcie takich pojedynczych pseudoklasycznych kontekstów na pierwszy plan jest charakterystyczną cechą epistemicznych (antyontologicznych) podejść do nierelatywistycznej mechaniki kwantowej związanych historycznie z tzw. szkołą kopenhaską. Ograniczenie sensu prawdopodobieństwa warunkowego tylko do boolowskich bloków w $\mathcal{B}(\mathcal{H})$ oznacza *de facto*, że jest ono niedefiniowalne w przestrzeniach kwantowych.

jako zdarzeniem pewnym. Dla stanów mieszanych i układów z szumem należy wprowadzić uogólnienie w postaci dodatniego operatora statystycznego $\widehat{W} \in \mathfrak{S}(\mathcal{H})$ o śladzie $\text{tr} \widehat{W} = 1$, przy czym: $\widehat{W} \geq \widehat{W} \widehat{W}$, i $\rho_W(P_i) := \text{tr} \widehat{W} \widehat{P}_i$ dla dowolnego $\widehat{P}_i \in \mathcal{P}(\mathcal{H})$, tak aby spełnione były warunki (i)-(iii)⁴. Aby uniknąć ekwiwokacji, należałoby je zatem określać mianem kontekstualnych *q-zdarzeń* w odróżnieniu od zdarzeń klasycznych (*c-zdarzeń*), mających sens jedynie w ramach struktury klasycznej przestrzeni fazowej.

Rzecz jasna, bezpośrednim fizycznym przejawem tej nowej struktury jest zjawisko interferencji kwantowej, którego nie da się zrozumieć klasycznie i które jest interesujące ontologicznie właśnie jako przykład drastycznego załamania się *c-miary*. Załóżmy, że mamy do czynienia z prostym feynmanowskim scenariuszem eksperymentu z dwoma szczelinami, *A* i *B*, oraz pojedynczymi cząstkami kwantowymi emitowanymi przez źródło. Wówczas zgodnie z klasycznym wnioskowaniem zastosowanym do mikroobiektów moglibyśmy się spodziewać dla dwóch wykluczających się historii zawierających niezgodne zdarzenia P_A i P_B , że:

$$\begin{aligned} & \text{c-miara} \\ & p(P_A \cup P_B) - p(P_A) - p(P_B) = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Tak jednak nie jest, to znaczy $p(P_A \cup P_B) - p(P_A) - p(P_B) \neq 0$, ponieważ pojawia się nieredukowalny człon interferencyjny związany z rzeczywistą fizyczną superpozycją stanów. Miara kwantowa ujawnia się jednak w pełni

⁴ Mocną regułą Lüdersa, czyli „postulat rzutowania”, można wówczas prosto zapisać jako zmianę stanu: $\widehat{W} \rightarrow \widehat{W}_{P_k} := \frac{\widehat{P}_k \widehat{W} \widehat{P}_k}{\text{tr}(\widehat{W} \widehat{P}_k)}$, gdy w pomiarze selektywnym została uzyskana konkretna wartość a_k (zaszło zdarzenie P_k). Rozszerzona miara $\rho_W(Q_n|P_k)$ dla innego zdarzenia Q_n warunkowanego przez P_k wygląda zatem następująco: $\rho_W(Q_n|P_k) := \frac{\text{tr}(\widehat{P}_k \widehat{W} \widehat{P}_k \widehat{Q}_n)}{\text{tr}(\widehat{W} \widehat{P}_k)}$
 $= \frac{\text{tr}(\widehat{W} \widehat{P}_k \widehat{Q}_n \widehat{P}_k)}{\text{tr}(\widehat{W} \widehat{P}_k)} = \frac{\text{tr}(\widehat{W} \widehat{P}_k \widehat{Q}_n)}{\text{tr}(\widehat{W} \widehat{P}_k)}$. Tej wartości oczekiwanej nie można jednak rozumieć w sensie klasycznego prawdopodobieństwa na $\mathcal{P}(\mathcal{H})$, ponieważ w ogólności P_k i Q_n nie komutują. Można ją co najwyżej nazywać *uogólnionym prawdopodobieństwem kwantowego przejścia* (gdzie $\rho_W(\cdot) = 1$, gdy sytuacja fizyczna się nie zmienia) albo jeszcze lepiej — *probabilistyczną regułą zgodności zdarzeń kwantowych*. Jest to *de facto* probabilistyczny warunek spójności historii kwantowej, definiowany lokalnie dla par następujących zdarzeń. Zgodność ta jest całkowicie wyznaczana przez geometrię $\mathcal{P}(\mathcal{H})$, zupełnie odmienną od geometrii klasycznej przestrzeni fazowej. Z perspektywy ontologicznej reguła Lüdersa, nie tylko mocna (gdy \widehat{P}_k nie jest operatorem rzędu 1), nie wiąże się z wiedzą, lecz raczej ze spójnością historii fizycznych (serii zdarzeń) i kwantowego przetwarzania informacji.

przez regułę sumy, gdy rozważamy trzy szczeliny, A , B i C (Sorkin 1994, Udu-
dec, Barnum, Emerson 2011), co również wynika z reguły Borna (1):

$$\begin{aligned} & q\text{-miara} \\ & p(P_A \cup P_B \cup P_C) - p(P_A \cup P_B) - p(P_B \cup P_C) - p(P_C \cup P_A) + p(P_A) + \\ & p(P_B) + p(P_C) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Już sam fakt, że mamy do czynienia z tego typu interferencją, powoduje, że q -miary nie powinno się interpretować podobnie do c -miary, skoro nie da się jej pogodzić z intuicjami często łączonymi z opartym na pojęciu pojedynczego zdarzenia klasycznym pojęciem prawdopodobieństwa. Metafizyk znajduje się tu w trudnym położeniu. Można powiedzieć, że ciągłe próby przenoszenia tych intuicji na (3) są jednym z podstawowych źródeł kłopotów z interpretacją mechaniki kwantowej. Separowalne c -zdarzenia, jako niekontekstualne stany mechaniczne fizyki klasycznej, nie mogą tu stanowić atomowej podstawy ontologii oraz jej rozumowań probabilistycznych⁵, ponieważ jej właściwymi obiektami kwantowymi są najwyraźniej historie kwantowe. Poczującą porażką filozoficzną wynikającą z podejmowania podobnych prób i traktowania c -zdarzeń jako podstawy indeterministycznej ontologii było m.in. Popperowskie podejście do mechaniki kwantowej (Bub 1975, Woszczek 2014a). *Zdarzenia kwantowe nie dają się strukturalnie oddzielić od całych historii*, do których należą, co zmusza nas do zmiany sposobu myślenia o naturze prawdopodobieństwa. Jest to dodatkowy argument za tym, że należy podjąć nowe próby rozważenia ontologii realistycznych w kontekście mechaniki kwantowej.

Aby zdefiniować teraz ogólną kwantową przestrzeń probabilistyczną dla $\mathfrak{S}(\mathcal{H})$, przydatną też w uogólnieniach na wszystkie możliwe przypadki fizyczne (w tym kwantowopolowe i kwantowo-termodynamiczne), należy zdefiniować q -miarę w kontekście czysto algebraicznym. Właściwym nieprzemiennym śro-

⁵ W wypadku c -zdarzeń rozumowania te mają bardzo naturalną podstawę ontologiczną: rozkłady prawdopodobieństwa przypisane są do obszarów przestrzeni fazowej jednoznacznie odpowiadających możliwym stanom mechanicznym, w których układ *ma* konkretne zestawy własności. Status „posiadania własności” nie jest tu w żadnym sensie problematyczny. Próby przyjęcia q -miary z zachowaniem fizycznej bazy separowalnych c -zdarzeń można więc potraktować jako strategię nieuprawnioną — baza ta jest zbyt uboga, a jej struktura nie może modelować kwantowej, więc samo pojęcie istotowo „klasycznego zdarzenia” (poza przybliżeniem) staje się wątpliwe. Zakładam, że pojedyncze zdarzenia nie mają swojej monadycznej „istoty” poza strukturą, której reguły (symetrie) spełniają, niezależnie od relacji z innymi zdarzeniami. To struktura (algebra) zdarzeń określa, jak należy rozumieć samo zdarzenie (np. konkretną wartość energii albo orbitalnego momentu pędu cząstki), a więc nie ma sensu mówienie o „klasycznych zdarzeniach historii kwantowych”.

dowiskiem do sformułowania mechaniki kwantowej są W^* -algebry ($*$ -podalgebry przestrzeni $\mathfrak{B}(\mathcal{H})$ domknięte w ultrasłabej topologii operatorowej), których teorię rozwinęli w latach 30. i 40. XX wieku John von Neumann i Francis J. Murray jako teorię pierścieni operatorowych. *Kwantową (nieprzemienną) przestrzeń probabilistyczną* albo *przestrzeń W^* -prawdopodobieństwa* można najogólniej ująć jako trójkę $(\mathcal{A}, \mathcal{P}(\mathcal{A}), \varphi)$, gdzie \mathcal{A} to w ogólności nieprzemienna algebra von Neumanna, $\mathcal{P}(\mathcal{A})$ to krata rzutowań tej algebry, natomiast $\varphi: \mathcal{A} \rightarrow \mathbb{C}$ to stan normalny na tej algebrze (dodatni ograniczony funkcjonal liniowy o normie jeden, ciągły dla ultrasłabej topologii na \mathcal{A}), który odgrywa rolę uogólnionej kwantowej miary probabilistycznej. Algebraiczny warunek normalności stanu to wprowadzona już ciągłość (ii) dla mapy ρ , co oznacza, że dla dowolnej rodziny $\{P_i\}_{i \in \mathbb{N}}$ parami ortogonalnych rzutowań w \mathcal{A} zachodzi addytywność:

$$\varphi(\sum_{i \in \mathbb{N}} P_i) = \sum_{i \in \mathbb{N}} \varphi(P_i). \quad (4)$$

Ponieważ $\mathfrak{B}(\mathcal{H})$ jest W^* -algebrą (dla nierelatywistycznej mechaniki kwantowej będą to dyskretne algebry \mathcal{A} typu I), szczególnym przypadkiem tej ogólnej przestrzeni jest właśnie kwantowa przestrzeń dana jako $(\mathcal{H}, \mathcal{P}(\mathcal{H}), \rho)$, gdzie *wektorowym* (czystym) *stanem normalnym* na $\mathfrak{B}(\mathcal{H})$, indukowanym przez wektory stanu $|\psi\rangle \in \mathcal{H}$, jest wprowadzona już i spełniająca (4), tj. σ -addytywna, miara na kracie $\mathcal{P}(\mathcal{H})$: $\rho(P_i) = \text{tr}(\widehat{A}_\psi \widehat{P}_i) = \langle \psi_i | \widehat{A}_\psi | \psi_i \rangle \in [0, 1]$ dla $\widehat{A}_\psi \in \mathfrak{S}(\mathcal{H})$ i $\widehat{P}_i \in \mathcal{P}(\mathcal{H})$ rzutujących na jednowymiarowe podprzestrzenie rozpinane przez $|\psi_i\rangle$, gdy układ jest w stanie ψ . We wspomnianym wypadku ogólnym, dla dowolnego $\widehat{P} \in \mathcal{P}(\mathcal{H})$ i samosprzężonego operatora klasy śladowej $\widehat{W} \in \mathfrak{S}(\mathcal{H})$, $\text{tr} \widehat{W} = 1$, $0 \leq \widehat{W} = \widehat{W}^\dagger$, $\dim \mathcal{H} > 2$, q -miara jest zdefiniowana zgodnie z fundamentalnym twierdzeniem Gleasona jako *uogólniona reguła Borna*: $\rho(P) = \text{tr}(\widehat{W}_\rho \widehat{P})$ ⁶. Zachodzi tu bijektywna odpowiedniość między stanami normalnymi ρ na $\mathfrak{B}(\mathcal{H})$ a operatorami statystycznymi: samo istnienie takiej miary ρ oznacza — co nie jest banalnym faktem — że istnieje w nieprzemiennej algebrze $\mathfrak{B}(\mathcal{H})$ stan normalny φ . Dlatego można powiedzieć, że

⁶ Zob. np. Kadison, Ringrose (1986: 462 i nn.) i Landsman (2009). Mówiąc najkrócej, twierdzenie to głosi: jeśli miara ρ jest ograniczona przez $|\rho(P)| < \infty$ i spełnia warunki (i)-(iii), to zawsze istnieje taki unikalny operator (funkcjonał) \widehat{W} , który spełnia tę uogólnioną regułę Borna. Miara ta oczywiście generuje regułę Lüdersa jako uogólnione prawdopodobieństwo przejścia i jest to jedyna dopuszczalna miara probabilistyczna na $\mathcal{P}(\mathcal{A})$ — tylko ona spełnia (i)-(iii). Zakładając lokalne podejście instrumentalistyczne, można łatwo uogólnić to twierdzenie na pomiary uogólnione, tzn. na miarę o dodatnich wartościach operatorowych POVM, tak by działało nawet dla pojedynczych kubitów (Caves i in. 2004).

nierelatywistyczna mechanika kwantowa jest strukturalnie już całkowicie nieklasyczną (nieprzemienią) teorią prawdopodobieństwa⁷. Powinno to stanowić punkt wyjścia każdej interpretacji ontologicznej mechaniki kwantowej. Oczywiście algebry \mathcal{A} obserwabli mogą być typu II lub III (czysto nieskończone) i w ogóle nie mieć niezerowych rzutów abelowych. W takiej sytuacji nie ma także *żadnych* czystych stanów normalnych, co wyraźnie odróżnia je od $\mathfrak{B}(\mathcal{H})$. Ontologia kwantowa musi to uwzględniać. Na przykład w relatywistycznych scenariuszach kwantowopolowych, gdzie mogłoby nam szczególnie zależeć na zachowaniu czasoprzestrzennych c -zdarzeń, stany mieszane nie są nawet „mieszane”, ponieważ nie da się ich zdefiniować na jakichkolwiek kwantowych stanach czystych, a epistemiczna interpretacja prawdopodobieństwa traci sens.

Szczególny przypadek, gdy \mathcal{A} jest (maksymalnie) przemienią, daje w konkretnej reprezentacji klasyczną teorię prawdopodobieństwa jako przestrzeni (X, Σ, p) , gdzie Σ to σ -algebra podzbiorów niepustego zbioru X , $S \in \Sigma$ to możliwe zdarzenia, natomiast $p: \Sigma \rightarrow [0, 1]$ to σ -addytywna miara na Σ (tj. spełniająca warunek (4) zapisany dla dowolnej przeliczalnej rodziny parami rozłącznych zbiorów zdarzeń S), którą z oczywistych względów możemy zinterpretować jako prawdopodobieństwo. Algebra zmiennych losowych na (X, Σ, p) jest tu przemienią algebrą von Neumanna, której rzutowania można zdefiniować jako funkcje charakterystyczne podzbiorów należących do Σ . Uprawnione jest zatem powiedzenie, że klasyczna teoria prawdopodobieństwa to w sensie formalnym bardzo szczególny przypadek ogólnej kwantowej teorii miary, i tak właśnie można ją matematycznie wyklądać. W praktyce zresztą kwantowe macierze gęstości traktowane są *analogicznie* do rozkładów klasycznych prawdopodobieństw na przestrzeni stanów, a więc również same zdarzenia kwantowe (q -zdarzenia) są milcząco uznawane za podobne do c -zdarzeń klasycznej mechaniki lub po prostu tożsame z nimi co do natury. Należy jednak zauważyć, że miara klasyczna różni się od kwantowej $\rho(P)$ tym, że ta ostatnia wraz z regułą Borna (1) jest w znacznej mierze ustalona przez strukturę rzutowań algebry. Jak wynika z twierdzenia Gleasona, nie może być ona zupełnie swobodnie definiowana, podczas gdy dla tej pierwszej istnieje ogromna dowolność w sposobie jej nakładania „z zewnątrz” na strukturę przestrzeni stanów, którą posługuje się mechanika klasyczna. Wydaje się, że przenosi się to także na samą kwestię interpretacji prawdopodobieństw: dla miary klasycznej widoczna jest duża ich dowolność, w tym podział na subiektywistyczne i obiektywistyczne. Dla miary kwantowej jest to utrudnione, co przejawia się także w samej mechanice kwantowej, w której na przykład jakiegokolwiek jasne roz-

⁷ Wykład nieprzemiennej teorii prawdopodobieństwa z podstawowymi twierdzeniami i uogólnieniami można znaleźć w (Parthasarathy 1992) bądź (Holevo 2001).

różnienie „informacji epistemicznej” i „ontycznej”, a także zdefiniowanie realizmu ontologicznego staje się bardzo trudne. Mówiąc najkrócej: informacja kwantowa zachowuje się jak obiekt fizyczny i tak powinna być traktowana⁸. Tę intrygującą własność, którą musi brać pod uwagę każda interpretacja mechaniki kwantowej (w odróżnieniu od filozofii fizyki klasycznej), można nazwać *kwantowym sprzężeniem epistemiczno-ontycznym* (dalej KSEO). Jest to kolejne źródło sporów wokół mechaniki kwantowej nieodłącznie związane z samą miarą kwantową. Problem ten sięga samych podstaw mechaniki kwantowej, ponieważ uogólniona struktura przestrzeni W^* -prawdopodobieństw i sama czysto formalna (matematyczna) analogia nie pozwalają na automatyczne przeniesienie intuicji klasycznych na q -miarę i interpretację kubitów. Wbrew częstym sugestiom formalny charakter uogólnionej reguły Borna dla stanów normalnych na algebrach q -zdarzeń nie przemawia *per analogiam* za epistemiczną naturą „prawdopodobieństw kwantowych”⁹. Natura takiego zdarzenia jak zarejestrowanie konkretnego spinu neutronu nie jest wcale w oczywisty sposób podobna do zmierzenia na przykład momentu pędu planety na orbicie czy ciśnienia makroskopowej cieczy.

W kontekście przestrzeni nieprzemiennej i algebr von Neumanna dowolnego typu warto zadać sobie pytanie, czy powinniśmy w ogóle mówić o „prawdopodobieństwach kwantowych”, skoro odbiegają one od wszystkich podstawowych intuicji dotyczących zachowania prawdopodobieństw. Kuszące jest na przykład myślenie o (1) analogicznie do c -zdarzeń $S \in \Sigma$ jako o częstościach konkretnych zdarzeń kwantowych. Bliższe przyjrzenie się strukturze kwantowej, zwłaszcza relatywistycznej, prowadzi jednak do wniosku, że taka interpretacja jest nie do przyjęcia. Aby mówić o klasycznej, realistycznej interpretacji prawdopodobieństwa w kontekście mechaniki, musimy dysponować pewną klarowną fizyczną interpretacją:

⁸ Informacja kwantowa nie może być swobodnie klonowana, rozpraszana ani usuwana – nieznanego kubitów nie można ani skopiować, ani usunąć. Własności te są zupełnie odmienne od klasycznych i sprawiają, że informacja zachowuje się jak samodzielny byt, czyli zasób ściśle fizyczny (*nie* epistemiczny, tj. wiedza), który można eksploatować do wykonywania pracy kwantowej niemożliwej klasycznie. Mówiąc technicznie, informacja klasyczna i splątanie *nie* są zasobami porównywalnymi.

⁹ Ponieważ przestrzenie W^* -prawdopodobieństw są uogólnieniem przestrzeni klasycznych, a te ostatnie w kontekście klasycznej mechaniki statystycznej interpretowane są czysto epistemicznie, to naturalne wydaje się przeniesienie takiej interpretacji na ρ , jak w podejściu kwantowo-bayesowskim. Rodzi to jednak wiele problemów związanych z fizyką tych stanów: skoro ρ reprezentują wyłącznie subiektywną wiedzę obserwatorów, to do czego odnoszą się interferencje czy splątanie, co podlega rejestracji czy nawet fotografowaniu w takich eksperymentach jak Malika i in. (2014) czy Piazzzy i in. (2015) i co przetwarzają obwody kwantowe?

- (1) $\mathcal{P}(\mathcal{A})$ jako kraty zdefiniowanej na pewnych podstawowych „elementach rzeczywistości”, czyli możliwych (niekontekstualnych) stanach mechanicznego układu;
- (2) stanu normalnego φ na kratce $\mathcal{P}(\mathcal{A})$, który w naturalny sposób definiuje miarę probabilistyczną.

Oczekujemy też, że

- (3) przy naturalnej interpretacji zdarzeń elementarnych i kraty $\mathcal{P}(\mathcal{A})$ jako ich struktury powinien istnieć homomorfizm częściowej boolowskiej algebry (na każdej dystrybucyjnej podkracie w $\mathcal{P}(\mathcal{A})$) w dwuelementową algebrę Boole’a, tzn. że możliwe będzie przypisanie wszystkim rzutowaniom jednej z dwóch wartości, $\mathbf{h}_{KS}: \mathcal{P}(\mathcal{A}) \rightarrow \{0, 1\}$.

Poza trywialnymi przypadkami warunek (3) nie jest jednak spełniony, to znaczy nie istnieją takie stany \mathbf{h}_{KS} na algebrach von Neumanna dowolnego typu, które przypisywałyby wartości $\{0, 1\}$ wszystkim rzutowaniom w $\mathcal{P}(\mathcal{A})$. Jest to fundamentalne twierdzenie Kochena–Speckera, będące konsekwencją twierdzenia Gleasona (Döring 2005), nakładające bardzo silne ograniczenia na interpretacje mechaniki kwantowej oraz naiwne realistyczne rozumienie zdarzeń: *observable kwantowe nie są zmiennymi losowymi na klasycznej przestrzeni probabilistycznej*. Mówiąc inaczej, nie ma żadnych podstawowych „elementów rzeczywistości” (*c*-zdarzeń) użytecznych dla kwantowej teorii prawdopodobieństwa, ponieważ nie jest możliwe reprezentowanie statystycznych stanów mechaniki kwantowej za pomocą miary na klasycznej przestrzeni probabilistycznej tak, aby algebraiczna struktura wielkości kwantowych była zachowana. Obecnie jest to już fakt *bezpośrednio* potwierdzony eksperymentalnie (np. D’Ambrosio i in. 2013, Marques i in. 2014). Prowadzi to do wielu innych poważnych konsekwencji: między innymi uniemożliwia poprawne zdefiniowanie częstości zdarzeń, ponieważ jego warunkiem koniecznym byłoby spełnienie reguły ogólnej addytywności, która dla *q*-miary nie obowiązuje¹⁰.

Nie dotyczy to jednak tylko częstości: wszystkie klasyczne interpretacje prawdopodobieństwa, oparte na boolowskiej strukturze krat zdarzeń i przemienności algebr zmiennych losowych, zawodzą. Krótko mówiąc, *q*-zdarzenia nie są *c*-zdarzeniami, a formuła (1) dla $(\mathcal{H}, \mathcal{P}(\mathcal{H}), \rho)$ jest algorytmem probabilistycznym pozbawionym łatwej interpretacji fizycznej, a tym samym i onto-

¹⁰ Zob. Rédei (2010, 2012: 501). Jest to jeszcze poważniejszy problem w teoriach grawitacji kwantowej, gdy nie ma niezależnego tła czasoprzestrzennego i pojęcie częstości zdarzeń traci operacyjny sens (zob. Isham 2003: 390).

logicznej. Nie jest ona na przykład miarą niewiedzy na temat klasycznych stanów mechanicznych (c -zdarzeń) ukrytych przed obserwatorem¹¹ ani dyspozycją (ontyczną szansą), którą można przypisać klasycznemu, zlokalizowanemu w przestrzeni układowi jako jego wewnętrzną własność przyczynową¹². Twierdzenie Kochena–Speckera nakłada bardzo mocne ograniczenia również na te ostatnie (o ile są rozumiane fizycznie), ponieważ sprawia, że muszą być kontekstualne *ontycznie*. W rezultacie klasyczne wyobrażenie przedpomiarowej stabilnej dyspozycji, ujawniającej się w odpowiedzi na zewnętrzny bodziec, przestaje być adekwatne. Co więcej, nie ma sensu samo pojęcie manifestacji przyczynowej, ponieważ przestaje też działać klasyczny (przedkwantowy) model dynamicznej interakcji przyczynowej separowalnych układów, a więc sam ogólny model „bodźca” i „odpowiedzi”. Mocna kontekstualność q -zdarzeń jest więc źródłem trudności ontologicznych w takiej mierze, w jakiej uderza w podstawowe schematy zapożyczone z mechaniki klasycznej.

2. CZY MOŻLIWA JEST ONTOLOGICZNA INTERPRETACJA Q-MIARY?

2.1. OSZCZĘDNE ELIMINACJONIZMY I WADY ICH OSZCZĘDNOŚCI

Te negatywne wnioski zmuszają nas do wyboru nowych strategii filozoficznej interpretacji q -miary. Niestety, jak pokazują długie dyskusje, próby rozwiązania problemu za pomocą narzędzi czysto logicznych okazały się nieskuteczne. Dostępne strategie można podzielić na dwa podstawowe rodzaje: *eliminacjonistyczne* (względnie radykalnie instrumentalistyczne) oraz *realistyczne* (ontologiczne). Są one blisko związane z szerszym kontekstem interpretacji mechaniki kwantowej, zwłaszcza statusu stanu i zdarzenia kwantowego.

Zgodnie z podejściem eliminacjonistycznym, nawiązującym do filozofii Bohra, względnie Schrödingera, „prawdopodobieństwa kwantowe” jako takie

¹¹ Nawet w deterministycznej mechanice bohmowskiej żadna z własności fizycznych, poza wyróżnionym położeniem, nie jest mierzona w sensie klasycznym i nie można jej przypisać układowi przed pomiarem (nie istnieje niezależnie). Jest to bezpośrednia konsekwencja twierdzenia Kochena–Speckera, które mechanika ta, jak każda, musi spełniać, by móc odtworzyć przewidywania standardowej mechaniki kwantowej. W istocie, w mechanice bohmowskiej własności te *w ogóle nie przysługują* żadnym obiektom jako ich własności wewnętrzne.

¹² Pomijam tutaj filozoficzną dyskusję nad naturą dyspozycji i ich relacji do własności przyczynowych. Traktuję je jako efektywnie tożsame, ponieważ interesują mnie wyłącznie dyspozycje własne (wewnętrzne), które miałyby się przejawiać w kontekście fizyki układu jako statystyki jego zachowania zdefiniowane na kratach zdarzeń.

nie istnieją, natomiast algorytm (1) nic nie mówi o naturze „obiektów” czy też „procesów kwantowych”. W praktyce laboratoryjnej $p(P_{\text{QAI}}; \psi)$ należy traktować quasi-częstościowo lub quasi-bayesowsko jako matematyczne narzędzie pozwalające otrzymywać efektywne statystyki oraz nie martwić się własnością KSEO. Podejście to może przyjmować wiele odmian, spośród których najbardziej skrajne zakładają (jak niegdyś podejście Poppera), że „struktury kwantowe”, w tym $(\mathcal{H}, \mathcal{P}(\mathcal{H}), \rho)$, to jedynie niejawne struktury klasyczne, natomiast „prawdopodobieństwa kwantowe” powinno dać się uzyskać jako klasyczne prawdopodobieństwa warunkowe przez odpowiednie rozszerzenie przestrzeni probabilistycznej¹³ lub jej filozoficzną reinterpretację. Obecnie jednak ta skrajna odmiana eliminacjonizmu jest nie do utrzymania: nie można w pełni zrekonstruować w ten sposób nieprzemiennej przestrzeni $(\mathcal{A}, \mathcal{P}(\mathcal{A}), \varphi)$, ponieważ jest ona niezanurzalna w żadnej klasycznej, nawet rozszerzonej, przestrzeni probabilistycznej z przemiennymi obserwabłami (rzutowaniami). Ma to szczególne znaczenie w algebraicznej kwantowej teorii pola, istotne jest też dla zrozumienia geometrii korelacji kwantowych, a także łamanych przez mechanikę kwantową nierówności niekontekstualności, co jest konsekwencją twierdzenia Kochena–Speckera. Różnica między tymi przestrzeniami ma zresztą głęboki sens topologiczny: każda przestrzeń korelacji klasycznych jest n -sympleksem, którego wierzchołki to deterministyczne stany czyste (atomy kraty zdarzeń), a punkty reprezentujące korelacje można zawsze jednoznacznie przedstawić jako wypukłe kombinacje tych stanów. W mechanice kwantowej nie ma możliwości podobnego przedstawiania za pomocą reichenbachowskich przyczyn: wypukłego wielotopu korelacji kwantowych nie można reprezentować za pomocą klasycznego, lokalnego sympleksu bez pogwałcenia teorii względności (zakazu sygnalizacji na odległość), co byłoby wprost sprzeczne z doświadczeniem¹⁴ (zob. np. Pitowsky 1991, Werner, Wolf 2001, Pitowsky 2008), nawet jeżeli dopuści się hipotezę sygnalizacji z prędkościami nadświatelnymi (Bancal i in. 2012). Jakakolwiek próba odtworzenia mechaniki kwantowej z przedkwantowej klasycznej teorii stochastycznej wymusza też wprowadzenie nowych „praw pomostowych” jako niezbędnej kwantowej deformacji przestrzeni fazowej, pozwalającej odtworzyć silną fizyczną kontekstualność stanów. To sprawia, że cała mechanika nie jest już klasyczna, choć teoretycznie możliwa jest eksperymentalna falsyfikacja podobnych modeli

¹³ Program taki postulował np. László E. Szabó (1995, 1998).

¹⁴ Mechanika kwantowa jest wręcz idealnie zgodna z ograniczeniami relatywistycznymi (Gisin 1998), a struktura $(\mathcal{A}, \mathcal{P}(\mathcal{A}), \varphi)$ w żadnym aspekcie nie pozwala na złamanie zakazu sygnalizacji. Można więc zasadnie twierdzić, że mechanika kwantowa i teoria względności nie tylko nie wykluczają się wzajemnie, lecz wręcz są głęboko ze sobą powiązane — na przykład czasoprzestrzeń jest statystycznym efektem kwantowym.

(Khrennikov 2005, 2009)¹⁵. W każdym takim wypadku konieczne jest więc przyjęcie nieprzemienności algebry obserwabli \mathcal{A} i *fizycznej* kontekstualności q -zdarzeń (w tym maksymalnej). Taka mechanika może pod względem budowy (formalnie) przypominać mechanikę klasyczną, nigdy jednak nie będzie wystarczająco klasyczna, by zadowolić klasycznego realistę (pomijam jej trafność *fizyczną* i falsyfikowalność).

Skrajne podejścia eliminacjonistyczne, których jednak jako stanowisk fundamentalnych nie da się już fizycznie testować, są zatem i epistemiczne, i instrumentalistyczne (antyrealistyczne)¹⁶. Wykluczają one mówienie o istnieniu jakichkolwiek „obiektów” czy „procesów kwantowych” oraz o możliwości ich bezpośredniego opisu i wprowadzają czysto operacyjno-informacyjne podejście do mechaniki kwantowej skupiające się na poszukiwaniu odpowiedniego zestawu ograniczeń nakładanych na przetwarzanie elementarnych informacji lub interpretujące algorytm (1) jako zwykły dodatek empiryczny albo pragmatyczne udoskonalenie reguł bayesowskich (kwantowa modyfikacja twierdzenia o prawdopodobieństwie całkowitym), które nie zmieniają samego sensu prawdopodobieństwa (zob. np. Fuchs, Schack 2011). Eliminacjoniści całkowicie ignorują jednak nową sytuację, jaką do fizyki wprowadza KSEO. Uznają, że nie istnieje żadne fizyczne wyjaśnienie adekwatności reguły $\rho_\psi = \psi^* \psi$, a także otwarcie odmawiają podania fizycznej (ontycznej) interpretacji splątania kwantowego. Stanowiska eliminacjonistyczne dzielą swoje słabości ze słabościami filozoficznego instrumentalizmu, zwłaszcza w kontekście kosmologii kwantowej i teorii kwantowej grawitacji, gdzie sformułowanie z klasyczną zmienną czasową i zasadniczą rolą pojęć pomiaru, wyniku pomiaru i obserwatora jest nie do przyjęcia (dlatego niektórzy fizycy skłonni są oceniać podręcznikowe sformuło-

¹⁵ Możliwe jest też uznanie, że wspólne przyczyny są nieprzemienne, co uniemożliwia odtworzenie w pełni klasycznych statystyk dla zbiorów stanów kwantowopolowych i reguły sumowania prawdopodobieństw warunkowych (zob. np. Hofer-Szabó, Vecsernyés 2013).

¹⁶ Stanowisko to — „kantowski” albo pragmatystyczny *epistemiczny antyrealizm* odnośnie do funkcji stanu, którego historyczny rodowód sięga niektórych radykalnych wypowiedzi fizyków z tzw. kręgu kopenhaskiego — należy odróżnić od bardziej umiarkowanego, wywodzącego się np. od późnego Schrödingera, *epistemicznego realizmu* odnośnie do ρ . Przyznaje on funkcji stanu / macierzy gęstości jedynie status użytecznych matematycznych „narzędzi księgowania”. Postuluje przy tym kwantową ontologię nieklasycznego reżimu fizycznego, którego dynamikę reprezentuje lokalnie ρ . To ostatnie jest stanowiskiem pośrednim między mocnym epistemicznym antyrealizmem (w rodzaju kwantowego bayesianizmu) a pełnym ontycznym realizmem wobec funkcji stanu, ale jest niestety często nieodróżniane od tego pierwszego, co bardzo komplikuje dyskusję. Epistemiczny antyrealista oczywiście zawsze zaprzeczy istnieniu jakiegokolwiek „prawdopodobieństwa kwantowego”, ale też samo pojęcie stanu kwantowego, którym się posługuje, nie ma wiele wspólnego z pojęciem stanu mechanicznego znanego z fizyki klasycznej, nawet statystycznej.

wanie mechaniki kwantowej jako wręcz absurdalne¹⁷). Poza tym splątanie jest fizyczną własnością złożonych układów kwantowych, którą się *bezpośrednio* manipuluje, oraz *fizycznym zasobem przyrody*, który można eksploatować, co spójna interpretacja mechaniki kwantowej musi uwzględniać wraz ze wszystkimi efektami kwantowymi niemającymi żadnych klasycznych odpowiedników, nawet jeśli preferuje filozoficzny minimalizm (zob. np. Horodecki, Horodecki, Horodecki 2004). W tym sensie KSEO, niezależnie od kontekstu kosmologicznego, wywiera bardzo silną „presję” na instrumentalistyczne podejścia do q -miary, co zresztą uwzględniają ujęcia bardziej pragmatyczne, traktujące $p(P_{\hat{Q}_i}; \psi)$ jako w pełni obiektywne (np. Healey 2012).

Ortodoksyjne podejście hiperbohrowskie jest również bardzo konserwatywne — zniechęca do poszukiwania jakichkolwiek uogólnień mechaniki kwantowej, a czasem wręcz zaprzecza możliwości ich istnienia. Próby jego częściowego osłabienia, tak by nie przypominało za bardzo solipsystycznej fenomenologii i zachowywało pewne klasyczne intuicje metafizyczne, mają z kolei swoje nietrywialne ograniczenia. Na przykład twierdzenie, że stany kwantowe — nie tylko mieszane, lecz także czyste — są epistemiczne (są miarą subiektywnej niepewności), ale odnoszą się do pewnych ukrytych stanów ontycznych, które można przypisać *obiektom w czasoprzestrzeni*, okazuje się mieć konsekwencje *fizyczne* podobne do fizycznego (a nie metafizycznego) sensu twierdzenia Bella. Zgodnie z twierdzeniem *no-go* Puseya–Barretta–Rudolpha (Pusey, Barrett, Rudolph 2012) czy twierdzeniami pokrewnymi (np. Colbeck, Renner 2012) nakłada to na modele kwantowe bardzo mocne ograniczenia, które mechanika kwantowa łamie. W konsekwencji stajemy przed wyborem między dwiema skrajnościami: albo naprawdę radykalnym i nietestowalnym instrumentalizmem bądź jakimś jego ontologizującym sobowtórem (np. egzotycznym idealizmem typu berkeleyowskiego — trudnym do przyjęcia dla fizyki jako w zasadzie metafizyka *ad hoc*), albo głęboko nieklasycznym podejściem ontologicznym, które dość drastycznie zmienia sens podstawowych pojęć mechaniki, w tym pojęcia stanu (np. realizm kontekstualny i jakaś forma ontologii kwantowego wszechświata blokowego, zob. Woszczek 2014b), lub nawet koliduje w mniejszym lub większym zakresie z teorią względności. Podejścia w pełni ontologiczne muszą jednak wykazać swoją eksplanacyjną przewagę nad instrumentalistycznymi, jeśli mają nie tylko być wyborem filozoficznym, lecz także stymulować pracę nad podstawami mechaniki kwantowej i nie rozrosnąć się w „metafizykę ptolemejską”¹⁸.

¹⁷ Steven Weinberg, głos w dyskusji w (Gross, Henneaux, Sevrin 2007: 44).

¹⁸ W tym kontekście przez „metafizykę ptolemejską” rozumiem taką, która w celu wyjaśnienia swoistych własności zjawisk kwantowych, wprowadza rozwiązania ontologiczne

2.2. LEKCJA DLA KWANTOWEGO REALISTY: Q -MIARA NIE TOLERUJE C -ZDARZEŃ

Strategie realistyczne są o tyle bardziej obiecujące, że z zasady próbują przewyciężyć słabości instrumentalizmu. Poważnie traktują miarę kwantową jako parametr nieklasycznego reżimu probabilistycznego lub kauzalnego przyrody oraz wbudowują jej własności (wynikające w szczególności z twierdzeń Gleasona i Kochena–Speckera) w ontologię teorii. Przynajmniej *implicit*e tworzone są również z myślą o możliwym zastosowaniu w kosmologii, bez konieczności wprowadzania wyróżnionej roli wewnętrznego obserwatora. Warunkiem minimalnym jest uznanie mocnej (w tym maksymalnej) kontekstualności stanów kwantowych, która na przykład w deterministycznym, nieliniowym modelu może być realizowana przez dynamiczną (sygnałową) nielokalność *w przestrzeni* i zarazem niekontrolowalną dynamikę lokalnej interakcji między układami, co wprowadza łącznie mocny holizm, jak w mechanice bohmowskiej. Wówczas jednak konieczne jest postulowanie *ad hoc* dodatkowych efektów fizycznych, w zasadzie kosmologicznych, idealnie maskujących w reżimie termodynamicznym nielokalność, tak by wyjaśnić algorytm (1) i brak jakiegokolwiek wykrywalnego konfliktu między mechaniką kwantową a teorią względności.

W najprostszej, standardowej wersji mechaniki bohmowskiej statystyka kwantowa dana przez (1) generowana jest przez silnie chaotyczne zachowanie obiektu w całkowicie deterministycznym układzie wielocząstkowym (ostatecznie Wszechświecie). Zakłada się przy tym, że ψ jest rzeczywistym nielokalnym polem fizycznym w przestrzeni konfiguracyjnej (zadającym zależny od niego nielokalny potencjał kwantowy, efektywny niezależnie od jakiegokolwiek transferu energii — zob. Licata, Fisaletti 2014), które aktywnie steruje ruchem tego obiektu. Interpretację tę można też łatwo uogólnić na zespoły mieszane i opis statystyczny dany operatorami \widehat{W} (Bohm, Hiley 1993: 181-194). Oznacza to, że q -miara i uogólniona reguła Borna mają tu charakter epistemiczny, choć lokalnie reprezentują ukryte, czysto globalne własności dynamiki kwantowej i są *de facto* nieusuwalną konsekwencją *nieseparowalności przestrzennopodobnej* wbudowanej w nielocalne zachowanie pól ψ (zob. Bohm,

sprawiające jeszcze większą liczbę problemów, niż próbuje rozwiązać (koszt interpretacji lub złożoność pojęciowa nieproporcjonalne do *explanandum*), a w związku z tym nie daje żadnej przewagi nad bardzo oszczędnymi podejściami instrumentalistycznymi i jest dla fizyki nieatrakcyjna. Do tego typu rozwiązań należą prawdopodobnie interpretacja wielu światów i teorie niewykrywalnych *a priori* zmiennych ukrytych, o ile nie prowadzą ani do interesujących wyników, ani przewidywań teoretycznych lub eksperymentalnych (zob. przyp. 21 i 22). Metafizyki ptolemejskie najczęściej przenoszą do ontologii mechaniki kwantowej pewne intuicje z mechaniki klasycznej, na przykład ujęcia 3+1-przestrzennego lub interpretacji prawdopodobieństwa na nieboolowskie $\mathcal{P}(\mathcal{A})$.

Hiley 1993: 352), mimo przestrzennej separowalności samych fizycznych mikroobektów, z którymi są stowarzyszone¹⁹. Formalna analogia między q -miarą i c -miarą jest tu zrozumiała i usprawiedliwiona, przejście między nimi jest stopniowalne i związane z zaniedbywalnością potencjału kwantowego. Epistemiczny charakter (1) można utrzymać przy założeniu ukrytego (maskowanego przez statystyczny stan kwantowej równowagi we Wszechświecie), silnie nieklasycznego reżimu nielokalnej dynamiki, co ma wyjaśniać zarówno specyfikę KSEO, jak i fizykę splątania. W konsekwencji nawet w *maksymalnie* przypominającej klasyczną mechanice bohmowskiej nie można w pełni traktować zdarzeń kwantowych jak c -zdarzeń (jedynie w przybliżeniu), a kwantowe prawdopodobieństwa warunkowe nadal nie istnieją (są definiowalne tylko w granicy klasycznej)²⁰. Niestety, wyjaśnienie skuteczności (1) jako zwykłego narzędzia probabilistycznego przez odwołanie do całkowicie fizycznie przypadkowego, „maskującego” termodynamicznego rozkładu równowagowego we Wszechświecie, $\rho_\psi = \psi^* \psi$ przesuwa zagadkę KSEO i nieprzemienności q -miary na jeszcze głębszy, subkwantowy poziom²¹, sprawiając, że prawdopodobieństwa $p(P_{\hat{Q}_i}; \psi)$ wyglądają co prawda jak klasyczne, ale ukrywają w statystycznym szumie niemożliwy (jak w wypadku eteru) albo bardzo trudny do eksploracji reżim mechaniczny²². Jest to więc „kosmologiczna konspiracja z klasyczną twarzą”.

¹⁹ To typowe dla wszystkich wersji mechaniki bohmowskiej podejście jest więc epistemicznym realizmem odnośnie do ρ . Ponieważ mechanika bohmowska jest pierwszą ontologiczną, kauzalno-deterministyczną interpretacją mechaniki kwantowej, zasługuje na miano prekursorskiej wobec wielu późniejszych strategii ontologicznych (od lat 70. XX w.), takich jak np. interpretacje modalne.

²⁰ Jest to równoznaczne z tezą, że nawet w mechanice bohmowskiej żadna z własności kwantowych nie może być przypisana do układu, np. zmierzona wartość spinu elektronu *nie jest* jego własnością wewnętrzną (zob. przyp. 11). Nie można też powiedzieć, że jest ona *lokalnie* indukowana przez interakcję.

²¹ Rozkłady prawdopodobieństw ρ obliczane za pomocą uogólnionej reguły Borna ponownie, jak w fizyce klasycznej, są wówczas swobodnie nałożone na postulowaną przestrzeń ukrytych stanów, co jest związane z fizyczną przypadkowością konkretnego kwantowo-równowagowego stanu Wszechświata. Z drugiej strony zaletą tego stanowiska jest wyjaśnienie, dlaczego rozkłady te można traktować np. quasi-częstościowo i dlaczego w takiej sytuacji termodynamicznej niemożliwe jest obserwowanie przestrzennych trajektorii cząstek.

²² Możliwe jest jednak formułowanie empirycznych przewidywań wynikających z ewentualnego istnienia nierównowagowego stanu kwantowego w bardzo wczesnym Wszechświecie lub jego pozostałości w zakresie fizyki cząstek lub czarnych dziur (zob. np. Valentini 2007).

Takie dualistyczne ujęcie²³ wprowadza skrajną nielokalność przestrzenną z wyróżnionym kosmologicznie, ale niewykrywalnym układem odniesienia, a nawet arystotelesowską czasoprzestrzenią tła z wyróżnionym stanem naturalnego, tj. absolutnego, spoczynku (Bohm, Hiley 1993: 271-295, Valentini 1997). Jest to mało atrakcyjne, dlatego między innymi sam Bohm w późniejszym okresie spekulował na temat konkretnej postaci niestandardowej (rozszerzonej) mechaniki kwantowej lub deterministycznej teorii subkwantowej, w której sama czasoprzestrzeń i czasoprzestrzenne q -zdarzenia, takie jak w (3) czy pola kwantowe ψ są całkowicie pochodne, a lokalne efekty wraz z nielokalnym działaniem potencjału kwantowego można w pełni symulować nieprzeziennymi W^* -algebrami (Bohm, Hiley 1993: 350-392, Bohm, Davies, Hiley 2006/1982, zob. Hiley 2005). Struktura tych algebr byłaby wówczas w całości interpretowana fizycznie, ale bez apriorycznej konieczności wprowadzania jakichkolwiek intuicji związanych z pierwotnymi prawdopodobieństwami. W takim wypadku q -miara, spełniając KSEO, jest reprezentacją czysto nielokalnego porządku (czegoś w rodzaju algorytmicznego pola informacji, zob. np. Horodecki 1991, Horodecki, Horodecki, Horodecki 2004), deterministycznie generującego zdarzenia czasoprzestrzenne, rozkłady ρ i takie efekty interferencyjne jak w (3)²⁴. W radykalnej wersji, co sugerował sam Bohm, można więc zakładać, że nawet mechanika kwantowa jest teorią pochodną (efektywną). Podejścia te zasługują na uwagę o tyle, o ile poważnie podchodzą do pytania o ontologiczną (niekoniecznie probabilistyczną) interpretację samych W^* -algebr. Przede wszystkim jednak stymulują pracę nad testowalnymi uogólnieniami mechaniki kwantowej, będącymi coraz częściej przedmiotem badań.

Ponieważ podstawową wadą mechaniki bohrowskiej jest jej dynamiczno-przestrzenna nielokalność, a ona sama jest przykładem przyczynowego podejścia do mechaniki kwantowej, może to sugerować, że wszelkie ontologicz-

²³ Wymaga ono dualistycznej ontologii dla dwóch klas obiektów: spełniających równanie Schrödingera pól wodzących ψ (od których zależy nielokalny potencjał kwantowy) i cząstek mających dobrze określone trajektorie w przestrzeni (co dotyczy cząstek Schrödingera i Diraca, ale już nie bozonów, takich jak fotony), a także *fizycznego* wyjaśnienia natury ich interakcji oraz utrzymania *fizycznego* pojęcia „aktywnej informacji” (także pustych fal ψ) działającej bez transferu energii i pędu. Zredukowanie tych dualizmów wymagałoby stworzenia od podstaw zupełnie nowej ontologii fizycznej, co próbował robić późny Bohm.

²⁴ Bohm dawał pierwszeństwo ontologii procesualistycznej. Gdyby jednak teoria ta była deterministyczna, a czas (jak przestrzeń) emergentnym efektem geometryczno-statystycznym, to w sposób naturalny wyróżniałaby ona ontologię blokową. W takiej sytuacji prawdopodobieństwa q -zdarzeń z (1) mogą mieć sens niemający nic wspólnego z ontycznymi „szansami”, „możliwościami” czy „dyspozycjami”: mogą przypominać bardziej lokalne, bezczasowe „perspektywy” termodynamiczne lub nawet relacyjne wartości logiczne przypisane do skończonych obszarów czasoprzestrzeni.

ne interpretacje q -miary w sposób nieunikniony muszą prowadzić do konfliktu z teorią względności, jeśli nie na termodynamicznym, to na głębszym poziomie. Tak jednak nie jest. Bardziej interesujące wydają się odmienne strategie, w których q -zdarzenia są nieseparowalne od całych kwantowych, ogólnie kowariantnych historii układu zamkniętego²⁵ i nie ma konieczności wprowadzania przestrzennej nielokalności sygnałowej jako działania na odległość, skoro nie ma żadnych bezpośrednich dowodów łamania przyczynowości relatywistycznej. Na pierwszy plan wysuwa się tutaj mocny holizm historii, który uniemożliwia traktowanie zdarzeń jako niekontekstualnych atomów ontologii, a także podkreśla silne nieklasyczne korelacje stanów w czasie (kwantowe *splątanie czasopodobne*, zob. np. Isham, Linden 1995: 5407, Aharonov i in. 2009), dla których można zresztą formułować odpowiednie nierówności (np. Leggett, Garg 1985, Fritz 2010) i które można obecnie sprawdzać eksperymentalnie za pomocą laboratoryjnych obwodów kwantowych. Zgodnie z tymi podejściami reguła (1) jest konsekwencją pierwotnej czasowo symetrycznej dynamiki kwantowej, której globalną geometrię odzwierciedla q -miara. Zatem opis za pomocą monadycznych, kolejno rejestrowanych zdarzeń i ich prawdopodobieństw o postaci $p(P_{Q_i}; \psi)$ nie ma charakteru fundamentalnego (podobnie jak sama klasyczna czasoprzestrzeń), skoro fundamentalnym obiektem teorii są całe kwantowe historie i ich relacje.

W wersji zdecydowanie bardziej zachowawczej — w ramach programu spójnych historii kwantowych — zakłada się nieredukowalny indeterminizm i logikę nieklasyczną, natomiast prawdopodobieństwa definiuje się dla wykluczających się łańcuchów $p(P_n \dots P_1)$ przy odpowiednich warunkach spójności (żaden kierunek czasu nie musi tu być wyróżniony, co generuje czasowo-symetryczną kosmologię, i w ogólności nie istnieją stany kwantowe określone dla każdego kolejnego momentu). Aby uniknąć przestrzennopodobnej nielokalności, ale jednocześnie odzyskać maksymalną kwantową nieseparowalność stanów (i łamanie np. nierówności typu Bella), konieczne jest, odwrotnie niż w podejściach bohmskich, wprowadzenie prawdopodobieństw ujemnych (Sudarshan, Rothman 1993). Tak więc $p(P_n \dots P_1)$ są w ogólności tzw. prawdopodobieństwami rozszerzonymi (Hartle 2008). Q -miara i KSEO są zatem uwzględnione w ontologii w taki sposób, by uzyskać quasi-klasyczną mechanikę stochastyczną, tyle że z nieklasycznymi prawdopodobieństwami i czasopodobną nieseparowalnością. Tak czy inaczej rujnuje to klasyczne ontologie ewentystyczne nieradzące sobie z sytuacją typu (3). Jednak ujemne prawdo-

²⁵ Zob. przykłady różnych podejść teoretycznych w ramach tej ogólnej strategii: Cramer 1986, Sorkin 1994, 2007, Isham, Linden 1994, 1995, Isham 2003, Hartle 2007, Gell-Mann, Hartle 2012, Aharonov, Vaidman 1998, Aharonov i in. 2009, Aharonov, Cohen, Elitzur 2014.

podobieństwa oraz zachodzenie $0 \not\leq p \not\leq 1$ wydają się patologiczne: nie ma przekonującej interpretacji fizycznej takich sytuacji, które musiałyby występować *standardowo*. Jest to więc raczej matematyczny artefakt wynikający z utożsamienia historii kwantowych z klasycznymi historiami czasoprzestrzennymi. Wymusza to definiowanie „patologicznej” statystyki, by przewidywania mechaniki kwantowej były zachowane *bez nielokalności*.

Podobny problem występuje w opartym na historiach podejściu Sorkina (2007), które, tak jak to poprzednie, jest próbą specyficznego ontologicznego uogólnienia formalizmu całek po trajektoriach Feynmana. Zaakceptowanie kinematycznych q -historii czasoprzestrzennych jako konstrukcyjnej bazy wymaga tu kwantowego zdeformowania odpowiednika homomorfizmu \mathbf{h}_{KS} na *globalnej* przestrzeni tych historii (przestaje on być homomorfizmem). Wprowadza więc pewną logikę kwantową przy zachowaniu wartości logicznych $\{0, 1\}$, z której lokalnie — jak można by oczekiwać — dałoby się odzyskać dla zdarzeń zachowujące się klasycznie prawdopodobieństwa $p(P_{\hat{Q}_A}; \psi)$. Pro-

pozycja ta idzie dalej niż poprzednia, ponieważ w ogóle rezygnuje z mówienia o prawdopodobieństwach (nawet rozszerzonych) na poziomie q -historii i próbuje wyrazić fizyczny sens q -miary jako dynamiki kwantowej za pomocą bardziej pierwotnej logicznej (bezczasowej) kategorii wykluczania. Dlatego jest to ciekawa próba czysto logicznego podejścia do reguły Lüdersa jako konsekwencji nieklasycznych reguł spójności działających na przestrzeni historii. Jednocześnie jej dużą zaletą jest to, że w ogóle nie używa pojęć funkcji stanu, pomiaru czy kolapsu. Można jednak odnieść wrażenie, że zatrzymuje się w połowie drogi: drastycznie modyfikuje fizyczną dynamikę historii (dopuszczając nawet sprzeczności i kwestionując, jak w interpretacji spójnych historii, istnienie jednej, niesprzecznej historii Wszechświata), ale próbuje zachować jako wyjściową bazę boolowską algebrę nierelacyjnych, czasoprzestrzennych c -zdarzeń. Motywacja, by nie wyprowadzać fizyki poza scenariusze czasoprzestrzenne, co już Einstein uważał za *condicio sine qua non*, nie jest pozbawiona zalet, o ile okaże się użyteczna w programach kwantyzacji pola grawitacyjnego. Niestety, filozoficznie prowadzi w tym wypadku do trudnego do przyjęcia dualizmu, strukturalnie przypominającego konstrukcję mechaniki bohmowskiej: dynamika (logika) fizyczna ma być czysto kwantowa, natomiast jej podstawowe elementy traktuje się analogicznie do nierelacyjnych c -zdarzeń (jako ontologiczne atomy)²⁶. Nasuwa się wobec tego wniosek, że decydująca jest tu w grun-

²⁶ Sorkin nie utożsamia co prawda q -zdarzeń z punktami czasoprzestrzeni, ale nadal otrzymujemy pseudoklasyczne zdarzenia historii kwantowych (zob. przyp. 5). Wynika to z matematycznego dualizmu struktury przestrzeni „nagich” (kinematycznych, czyli predynamicznych) historii, zastępującej probabilistyczną przestrzeń próbkowania teorii klasycz-

cie rzeczy wyjściowa decyzja filozoficzna, czy dynamika kwantowa wymaga *a priori* czasoprzestrzennego tła i zachowania pseudoklasycznych zdarzeń, mimo że q -miara wymusza ich mocną kontekstualność. O wiele naturalniej jest przyjąć, unikając ekwiwokacji, że to, czym jest zdarzenie, w pełni określa dynamika kwantowa — kinematyka klasyczna nie ma tu żadnego znaczenia. Dynamika kwantowa generuje kwantowe (kontekstualne ontycznie) zdarzenia, natomiast c -zdarzenia w ontologii fundamentalnej po prostu nie istnieją.

Zatem w radykalniejszych wersjach czasowo symetrycznych strategii realistycznych (np. Cramer 1986, Aharonov, Albert, Vaidman 1998, Aharonov i in. 2009) sens q -zdarzenia, takiego jak konkretna wartość orbitalnego momentu pędu elektronu czy energia atomu, jest zupełnie inny od klasycznego. Ma ono charakter *ontycznie relacyjny* — zależy *dynamicznie* od przeszłych i przyszłych zdarzeń w historii, obejmującej także układ pobierający informację. Warunki końcowe determinują dynamikę dokładnie na tych samych prawach co początkowe, dlatego ich ignorowanie powoduje, że q -zdarzenie lokalnie wydaje się fizyczną sytuacją-„atomem” nieanalizowalnym w sensie Bohra²⁷. Także tutaj podstawowe znaczenie ma czasowo symetryczne podejście do relatywistycznej mechaniki kwantowej, zapoczątkowane pracą Diraca nad elektrodynamiką klasyczną w latach 30. (np. Dirac 1938)²⁸ i kontynuowane przez Wheelera–Feynmana oraz Hoyle’a–Narlikara i Daviesa (zob. np. Bennett 1987). Natomiast pozornie niesymetryczne czasowo, nierelatywi-

nej, oraz nałożonej na nią z zewnątrz q -miary. Daje to niespójną filozoficznie ontologię: kinematyka jest sztucznie oddzielona od dynamiki (i logiki fizycznej, to znaczy reguł spójności historii). Budzi to rozczarowanie w kontekście programów kwantyzacji grawitacji, w których takie newtonowskie rozdzielenie wydaje się niepożądane.

²⁷ Podejścia te, jako konkurencyjne wobec teorii ukrytych zmiennych typu bohmowskiego, można uznać za ontologiczno-konstruktywne rozszerzenie radykalnie relacyjnej interpretacji mechaniki kwantowej Carla Rovelliego (zob. Woszczek 2014b). Podobnie program spójnych historii kwantowych jest ontologiczno-konstruktywnym rozszerzeniem podejścia „kopenhaskiego”.

²⁸ Dirac rozważał bardzo trudny problem interakcji klasycznego pola elektromagnetycznego z generującą je relatywistyczną cząstką swobodną z ładunkiem jako nierozdzielny układ Maxwella–Lorentza (cząstka „ciągnie” ze sobą pole wraz z jego energią i pędem), także w polu zewnętrznym. Odkrył konieczność rozszerzenia klasycznej teorii i nałożenia, ze względu na pojawienie się równań różniczkowych trzeciego rzędu, mocnych globalnych ograniczeń, w tym warunków końcowych, co wprowadza już do klasycznej elektrodynamiki pewien rodzaj mechanicznej „teleologii” (czasowej symetrii działania / działania wstecz w czasie) bez żadnego pogwałcenia lorentzowskiej niezmienniczości. Jak sam zauważył, wskazywałoby to na sprzeczność z „elementarnymi pojęciami [klasycznej — *przyp. M.W.*] przyczynowości” i załamanie się klasycznej teorii w obszarze samego elektronu (Dirac 1938: 159 i nn.). Takie klasyczne efekty nieseparowalności w czasie można traktować jako istotne dla przejścia między reżimem klasycznym a kwantowym, również czasowo symetrycznym (zob. np. Carati, Galgani 2001).

styczne ujęcie mechaniki kwantowej w rozszczepionej 3+1-czasoprzestrzeni odgrywa tu zdecydowanie rolę drugorzędą lub wręcz utrudnia skonstruowanie adekwatnej ontologii.

W czasowo symetrycznym sformułowaniu mechaniki kwantowej klasyczne prawdopodobieństwa p i struktura c -zdarzeń czy czasoprzestrzeni są efektem emergentnym i można próbować rekonstruować je matematycznie z bardziej pierwotnych wielkości fizycznych, zarówno w scenariuszach deterministycznych (z ukrytymi zmiennymi), jak i indeterministycznych. W obydwu q -zdarzenia są ontycznie relacyjne, ponieważ nie mogą być modelowane jako atomy: same są relacjami między parami zdarzeń z przeszłości i przyszłości. Dlatego regułę (1), zdefiniowaną dla *pojedynczych* zdarzeń $P_{\hat{Q}_i}$ i $p \in [0, 1] \subset \mathbb{R}$, powinno się matematycznie traktować jako pewne obcięcie ogólniejszej reguły dla pełniejszej przestrzeni kwantowej z parami stanów rozdzielonych czasowo. W modelach deterministycznych, podobnie jak w *przestrzennych* podejściach bohmowskich, algorytm (1) może działać jak dość typowa reguła termodynamiczna dla kwantowego szumu, $\rho_\psi \cong \psi^* \psi$, ponieważ większa część informacji o całej historii kwantowej, tj. przeszłości i przyszłości, jest lokalnie niedostępna. Nieprzemienności W^* -miary nie można jednak wyeliminować, ponieważ warunki brzegowe historii (ostatecznie kosmologiczne) są całkowicie od siebie niezależne. W modelach indeterministycznych forma kwadratowa reguły (1) wynika z kolei stąd, że do wyliczenia $p(P)$ konieczne jest uwzględnienie produktu kwantowej amplitudy stanu $|In\rangle = \psi$ na wejściu w t_0 oraz amplitudy niezaktualizowanego stanu końcowego $\langle Out| = \phi^*$ w t_n , ponieważ oba czasowo symetrycznie i probabilistycznie współokreślają q -zdarzenie P jako przejście $\psi \rightarrow \phi$ w $t_0 < t_i < t_n$ ²⁹. Jest to podstawowy przypadek „jednostanowy”, opisany prostą probabilistyczną regułą spójności Lüdersa. W ogólności niezależne od siebie warunki brzegowe w przeszłości i w przyszłości oraz rozszerzony „dwustanowy”, czasowo symetryczny odpowiednik reguły Borna generują pseudoprawdopodobieństwa ABL (Aharonov–Bergmanna–Lebowitza) dla wartości własnej dowolnej obserwabli \hat{Q} w t_i (Aharonov, Bergmann, Lebowitz 1964). W obu modelach mocna ontyczna kontekstualność każdego q -zdarzenia historii wynika stąd, że zależy ono dynamicznie od *obu* zestawów warunków brzegowych, i same interakcje fizyczne w interwale (t_0, t_n) też są takimi relacjami (status procesu pomiarowego nie jest wyróżniony). Nieklasyczne własności q -miary wynikają właśnie z tej unikalnej czasowej symetrii mechaniki kwantowej.

²⁹ W deterministycznej mechanice klasycznej relacja między stanem początkowym a końcowym to relacja „jeden do jednego”. W indeterministycznej, czasowo symetrycznej mechanice kwantowej jest to zawsze relacja „jeden do wielu”, gdzie *niezależne* stany $\langle Out|$ ewoluujące z przyszłości w przeszłość probabilistycznie współokreślają przejścia kwantowopolewe.

Wśród zalet tych silnie holistycznych podejść, oprócz wyjściowej zgodności z teorią względności (wartości ABL i historie są lorentzowsko niezmiennicze, świetnie nadają się więc do zastosowania w scenariuszach kwantowopolo- wych), jest to, że całkowicie abstrahują od roli obserwatorów i pomiarów. W naturalny sposób wyjaśniają także formę kwadratową reguły (1) i źródło pozornych czasowo-przyczynowych „paradoksów” mechaniki kwantowej, wynikających z systematycznego pomijania warunków brzegowych w przyszłości (zob. np. Aharonov, Cohen, Elitzur 2014). Niezależnie jednak od tego, czy są deterministyczne, czy indeterministyczne, nie dają się w zasadzie pogodzić z prezentystycznym wyobrażeniem „upływu” czasu w trójwymiarowym świecie. Wykluczają też ontologie typu atomistycznego (ontologiczny antyholizm, w szczególności w wersji ewentystycznej z nierelacyjnymi c -zdarzeniami). Są również płodne heurystycznie: na przykład pozwalają postawić pytanie, dlaczego q -miara i korelacje kwantowe nie mają mocniejszej (superkwantowej) postaci, i szukać nowych lokalnych przejawów holizmu historii, na przykład w postaci uogólnionych tzw. słabych amplitud (wartości) kwantowych (Aharonov, Albert, Vaidman 1988), które obecnie mierzy się doświadczalnie. Dlatego status q -miary ma fundamentalne znaczenie nie tylko dla ontologii fizycznej, lecz także dla rozwoju fizyki teoretycznej, zwłaszcza możliwych uogólnień mechaniki kwantowej.

Nie ulega wątpliwości, że odrzucenie instrumentalistycznego podejścia do q -miary i poważne potraktowanie zadania konstrukcji ontologii kwantowej automatycznie wymusza uznanie ontycznej kontekstualności za fundamentalną własność fizyczną: droga do odzyskania klasycznej mechaniki stochastycznej z separowalnymi stanami czy zdarzeniami jest zamknięta. W tym sensie q -miara, zarówno w mechanice bohmowskiej z nielokalnością przestrzenną, jak i w podejściach z nieseparowalnością czasową, za każdym razem i na dwa różne sposoby eliminuje klasyczne ontologie c -zdarzeniowe. Pozostaje jednak podstawowy wybór: czy, jak ta pierwsza, robić wielki krok wstecz i podawać w wątpliwość filary teorii względności (nadając zasadzie względności status czysto epistemiczny, ograniczając stosowalność lorentzowskiej niezmienniczości i wracając do ontologii kinematyki arystotelesowskiej), czy – jak te ostatnie – wyciągnąć z q -miary radykalne wnioski i konstruować bezczasową ontologię relacyjną na jeszcze głębszym poziomie. Wygląda na to, że druga możliwość ma ważną przewagę: pozostawiając przyczynową strukturę czasoprzestrzeni nie- tkniętą, nie potrzebuje zarazem tego tła czasoprzestrzennego jako pierwotnego. O ile więc mechanika bohmowska lokuje się raczej po stronie metafizyki ptolemejskiej, o tyle czasowo symetryczna mechanika kwantowa z relacyjnymi q -zdarzeniami może konkurować z podejściami antyrealistycznymi, jeśli tylko prowadzi do nietrywialnych przewidywań (Aharonov, Cohen, Elitzur

2014). Jest jednak jasne, że kontekstualność q -zdarzeń wymusza zupełnie nową formułę samego realizmu. Stwierdzenie zachodzenia P_{Q_i} nie ma poza kontekstem całej historii kwantowej żadnego sensu — *nie jest* faktem w sensie klasycznym. Ostatecznie nie jest to może zaskakujące, skoro struktura $\mathcal{P}(\mathcal{A})$, której reguły spełnia, nie jest boolowska.

BIBLIOGRAFIA

- Aharonov Y., Albert D. Z., Vaidman L. (1988), *How the Result of a Measurement of a Component of the Spin of a Spin-1/2 Particle Can Turn Out to Be 100*, „Physical Review Letters” 60(14), 1351-1354.
- Aharonov Y., Bergmann P. G., Lebowitz J. L. (1964), *Time Symmetry in the Quantum Process of Measurement*, „Physical Review” 134(6B), B1410-B1416.
- Aharonov Y., Cohen E., Elitzur A. C. (2014), *Foundations and Applications of Weak Quantum Measurements*, „Physical Review A” 89(5), 052105.
- Aharonov Y., Popescu S., Tollaksen J., Vaidman L. (2009), *Multiple-Time States and Multiple-Time Measurements in Quantum Mechanics*, „Physical Review A” 79(5), 052110.
- Aharonov Y., Vaidman L. (1998), *On the Two-State Vector Reformulation of Quantum Mechanics*, „Physica Scripta” T76, 85-92.
- Amaral B., Cunha M. T., Cabello A. (2015), *Quantum Theory Allows for Absolute Maximal Contextuality*, „Physical Review” A 92, 062125.
- Bancal J.-D., Pironio S., Acín A., Liang Y.-C., Scarani V., Gisin N. (2012), *Quantum Non-Locality Based on Finite-Speed Causal Influences Leads to Superluminal Signalling*, „Nature Physics” 8(12), 867-870.
- Beltrametti E., Cassinelli G. (1981), *The Logic of Quantum Mechanics*, London: Addison-Wesley Publishing.
- Bennett C. (1987), *Precausal Quantum Mechanics*, „Physical Review” A 36, 4139-4148.
- Bohm D., Davies P. G., Hiley B. J. (2006/1982), *Algebraic Quantum Mechanics and Pre-geometry* [w:] *AIP Conference Proceedings*, vol. 810: *Quantum Theory. Reconsiderations of Foundations 3*, Växjö, Sweden, 6-11 June 2005, G. Adenier, A. Y. Khrennikov, T. M. Nieuwenhuizen (eds.), Melville, NY: American Institute of Physics, 314-324.
- Bohm D., Hiley B. J. (1993), *The Undivided Universe. An Ontological Interpretation of Quantum Theory*, London—New York: Routledge.
- Bub J. (1975), *Popper’s Propensity Interpretation of Probability and Quantum Mechanics* [w:] *Induction, Probability and Confirmation*, G. Maxwell, R. M. Anderson (eds.), Minneapolis, MN: University of Minnesota Press, 416-429.
- Bub J. (1979), *Conditional Probabilities in Non-Boolean Possibility Structures* [w:] *The Logico-Algebraic Approach to Quantum Mechanics*. Vol. II. *Contemporary Consolidation*, C. A. Hooker (ed.), Dordrecht—Boston: D. Reidel, 209-226.
- Carati A., Galgani L. (2001), *Theory of Dynamical Systems and the Relations Between Classical and Quantum Mechanics*, „Foundations of Physics” 31(1), 69-87.
- Cassinelli G., Zanghí N. (1983), *Conditional Probabilities in Quantum Mechanics. I. Conditioning with Respect to a Single Event*, „Il Nuovo Cimento B” 73(2), 237-245.

- Cassinelli G., Zanghí N. (1984), *Conditional Probabilities in Quantum Mechanics. II. Additive Conditional Probabilities*, „Il Nuovo Cimento B” 79(2), 141-154.
- Caves C. M., Fuchs C. A., Manne K. K., Renes J. M. (2004), *Gleason-Type Derivations of the Quantum Probability Rule for Generalized Measurements*, „Foundations of Physics” 34(2), 193-209.
- Cramer J. G. (1986), *The Transactional Interpretation of Quantum Mechanics*, „Reviews of Modern Physics” 58(3), 647-688.
- Colbeck R., Renner R. (2012), *Is a System’s Wave Function in One-to-One Correspondence with Its Elements of Reality?*, „Physical Review Letters” 108(15), 150402.
- D’Ambrosio D., Herbauts I., Amselem E., Nagali E., Bourennane M., Sciarrino F., Cabello A. (2013), *Experimental Implementation of a Kochen–Specker Set of Quantum Tests*, „Physical Review X” 3, 011012.
- Dirac P. A. M. (1938), *Classical Theory of Radiating Electrons*, „Proceedings of the Royal Society of London” A 167(929), 148-169.
- Döring A. (2005), *Kochen–Specker Theorem for von Neumann Algebras*, „International Journal of Theoretical Physics” 44(2), 139-160.
- Fritz T. (2010), *Quantum Correlations in the Temporal Clauser–Horne–Shimony–Holt (CHSH) Scenario*, „New Journal of Physics” 12(8), 083055.
- Fuchs C. A., Schack R. (2011), *A Quantum-Bayesian Route to Quantum-State Space*, „Foundations of Physics” 41(3), 345-356.
- Gell-Mann M., Hartle J. (2012), *Decoherent Histories Quantum Mechanics with One ‘Real’ Fine-Grained History*, „Physical Review A” 85(6), 062120.
- Gisin N. (1998), *Quantum Cloning without Signalling*, „Physics Letters A” 242(1-2), 1-3.
- Gross D., Henneaux M., Sevrin A. (eds.) (2007), *The Quantum Structure of Space and Time. Proceedings of the 23th Solvay Conference, Brussels, 1–3 December 2005*, New Jersey–London–Singapore: World Scientific.
- Hartle J. B. (2007), *Generalizing Quantum Mechanics for Quantum Spacetime* [w:] D. Gross, M. Henneaux, A. Sevrin (eds.) 2007, 21-43.
- Hartle J. B. (2008), *Quantum Mechanics with Extended Probabilities*, „Physical Review A” 78, 012108.
- Healey R. (2012), *Quantum Theory. A Pragmatist Approach*, „British Journal for the Philosophy of Science” 63(4), 729-771.
- Hiley B. J. (2005), *Non-Commutative Quantum Geometry. A Reappraisal of the Bohm Approach to Quantum Theory* [w:] *Quo Vadis Quantum Mechanics?*, A. Elitzur, S. Dolev, N. Kolenda (eds.), Berlin: Springer, 299-324.
- Hofer-Szabó G., Vecsernyés P. (2013), *Bell Inequality and Common Causal Explanation in Algebraic Quantum Field Theory*, „Studies in History and Philosophy of Modern Physics” 44(4), 404-416.
- Holevo A. S. (2001), *Statistical Structure of Quantum Theory*, Berlin: Springer.
- Horodecki R. (1991), *Unitary Information Ether and Its Possible Applications*, „Annalen der Physik” 503(7), 479-488.
- Horodecki R., Horodecki M., Horodecki P. (2004), *Quantum Information Isomorphism. Beyond the Dilemma of the Scylla of Ontology and the Charybdis of Instrumentalism*, „IBM Journal of Research and Development” 48(1), 139-147.
- Isham I. (2003), *Some Reflexions on the Status of Conventional Quantum Theory When Applied to Quantum Gravity* [w:] *The Future of Theoretical Physics and Cosmology*.

- Celebrating Stephen Hawking's 60th Birthday*, G. W. Gibbons, E. P. S. Shellard, S. J. Rankin (eds.), Cambridge: Cambridge University Press, 384-408.
- Isham C., Linden N. (1994), *Quantum Temporal Logic and Decoherence Functionals in the Histories Approach to Generalized Quantum Theory*, „Journal of Mathematical Physics” 35(10), 5452-5476.
- Isham C., Linden N. (1995), *Continuous Histories and the History Group in Generalized Quantum Theory*, „Journal of Mathematical Physics” 36(10), 5392-5408.
- Kadison R. V., Ringrose J. R. (1986), *Fundamentals of the Theory of Operator Algebras*. Vol. II. *Advanced Theory*, Orlando—San Diego—New York: Academic Press.
- Khrennikov A. (2005), *A Pre-Quantum Classical Statistical Model with Infinite-Dimensional Phase Space*, „Journal of Physics A” 38(41), 9051-9073.
- Khrennikov A. (2009), *Detection Model Based on Representation of Quantum Particles by Classical Random Fields. Born's Rule and Beyond*, „Foundations of Physics” 39(9), 997-1022.
- Landsman N. P. (2009), *Born Rule and Its Interpretation [w:] Compendium of Quantum Physics. Concepts, Experiments, History and Philosophy*, D. Greenberger, K. Hentschel, F. Weinert (eds.), Berlin—Heidelberg: Springer, 64-70.
- Leggett A. J., Garg A. (1985), *Quantum Mechanics versus Macroscopic Realism. Is the Flux There When Nobody Looks?*, „Physical Review Letters” 54(9), 857-860.
- Licata I., Fisaletti D. (2014), *Quantum Potential. Physics, Geometry and Algebra*, Heidelberg: Springer.
- Lüders G. (1950), *Über die Zustandsänderung durch den Meßprozeß*, „Annalen der Physik” 443 (5-8), 322-328.
- Malik M., Mirhosseini M., Lavery M. P. J., Leach J., Padgett M. J., Boyd R. W. (2014), *Direct Measurement of a 27-Dimensional Orbital-Angular-Momentum State Space*, „Nature Communications” 5, 3115.
- Marques B., Ahrens J., Nawareg M., Cabello A., Bourennane M. (2014), *Experimental Observation of Hardy-Like Quantum Contextuality*, „Physical Review Letters” 113(25), 250403.
- Parthasarathy K. R. (1992), *An Introduction to Quantum Stochastic Calculus*, Basel: Springer Basel.
- Piazza L., Lummen T. T. A., Quiñonez E., Murooka Y., Reed B. W., Barwick B., Carbone F. (2015), *Simultaneous Observation of the Quantization and the Interference Pattern of a Plasmonic Near-Field*, „Nature Communications” 6, 6407.
- Pitowsky I. (1991), *Correlation Polytopes. Their Geometry and Complexity*, „Mathematical Programming” 50(1), 395-414.
- Pitowsky I. (2008), *Geometry of Quantum Correlations*, „Physical Review A” 77(6), 062109.
- Pusey M. F., Barrett J., Rudolph T. (2012), *On the Reality of the Quantum State*, „Nature Physics” 8(6), 475-478.
- Rédei M. (2010), *Kolmogorovian Censorship Hypothesis for General Quantum Probability Theories*, „Manuscrito. Revista Internacional de Filosofia” 33(1), 365-380.
- Rédei M. (2012), *Some Historical and Philosophical Aspects of Quantum Probability Theory and Its Interpretation [w:] Probabilities, Laws, and Structures*, D. Dieks, W. J. González, S. Hartmann, M. Stöltzner, M. Weber (eds.), Dordrecht: Springer, 497-506.
- Sorkin R. D. (1994), *Quantum Mechanics as Quantum Measure Theory*, „Modern Physics Letters A” 9(33), 3119-3127.

- Sorkin R. D. (2007), *Quantum Dynamics without the Wavefunction*, „Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical” 40(12), 3207-3221.
- Sudarshan E. C. G., Rothman T. (1993), *A New Interpretation of Bell's Inequalities*, „International Journal of Theoretical Physics” 32(7), 1077-1086.
- Szabó L. E. (1995), *Quantum Mechanics in an Entirely Deterministic Universe*, „International Journal of Theoretical Physics” 34(8), 1751-1766.
- Szabó L. E. (1998), *Quantum Structures Do Not Exist in Reality*, „International Journal of Theoretical Physics” 37(1), 449-456.
- Ududec C., Barnum H., Emerson J. (2011), *Three Slit Experiments and the Structure of Quantum Theory*, „Foundations of Physics” 41(3), 396-405.
- Valentini A. (1997), *On Galilean and Lorentz Invariance in Pilot-Wave Dynamics*, „Physics Letters A” 228(4-5), 215-222.
- Valentini A. (2007), *Astrophysical and Cosmological Tests of Quantum Theory*, „Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical” 40(12), 3285-3303.
- Varadarajan V. S. (2007), *Geometry of Quantum Theory*, 2 ed., New York: Springer.
- Werner R. F., Wolf M. M. (2001), *All-Multipartite Bell-Correlation Inequalities for Two Dichotomic Observables Per Site*, „Physical Review A” 64, 032112.
- Woszczyk M. (2014a), *Sklonnościowa interpretacja prawdopodobieństwa a teoria kwantowa. Krytyczna retrospekcja*, „Przegląd Filozoficzny – Nowa Seria” 92(4) [23], 71-85.
- Woszczyk M. (2014b), *Relacyjna mechanika kwantowa, uniwersalna zasada względności i podstawy fizyki*, „Studia Metodologiczne” 33, 63-95.