

## Autoreferat

1. Imię i nazwisko: **Adam Bednorz**
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe
  - (a) dyplom magisterski — Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (w ramach Międzywydziałowych Indywidualnych Studiów Matematyczno-Przyrodniczych), 2000
  - (b) stopień doktora nauk fizycznych — Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, 2003, tytuł rozprawy *Twierdzenia H dla płynu twardych kul*
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych:  
2003-2014: adiunkt na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego  
2007-2010: staż podoktorski na Wydziale Fizyki Uniwersytetu w Konstancji (Niemcy)
4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.): jednotematyczny cykl 7 publikacji
  - (a) tytuł: **Kwaziprawdopodobieństwo, lokalny realizm i łamanie symetrii czasu w nieinwazyjnych pomiarach kwantowych**
  - (b) publikacje stanowiące cykl:
    - [H1] A. Bednorz, W. Belzig, *Formulation of Time-Resolved Counting Statistics Based on a Positive-Operator-Valued Measure*, Phys. Rev. Lett. **101**, 206803 (2008).
    - [H2] A. Bednorz, W. Belzig, *Models of mesoscopic time-resolved current detection*, Phys. Rev. B **81**, 125112 (2010).
    - [H3] A. Bednorz, W. Belzig, *Quasiprobabilistic Interpretation of Weak Measurements in Mesoscopic Junctions*, Phys. Rev. Lett. **105**, 106803 (2010).
    - [H4] A. Bednorz, W. Belzig, *Proposal for a cumulant-based Bell test for mesoscopic junctions*, Phys. Rev. B **83**, 125304 (2011).
    - [H5] A. Bednorz, W. Belzig, *Fourth moments reveal the negativity of the Wigner function*, Phys. Rev. A **83**, 052113 (2011).
    - [H6] A. Bednorz, W. Belzig, A. Nitzan, *Nonclassical time correlation functions in continuous quantum measurement*, New J. Phys. **14**, 013009 (2012).
    - [H7] A. Bednorz, K. Franke, W. Belzig, *Noninvasiveness and time symmetry of weak measurements*, New J. Phys. **15**, 023043 (2013).
  - (c) Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

### Wprowadzenie

*Zamknij się i licz!* - podsumował N. David Mermin [1] standardową, kopenhaską interpretację mechaniki kwantowej, zainicjowaną regułą Borna [2]. Zgodnie z nią

kwantowa funkcja falowa, a ogólniej macierz gęstości, nie jest obiektywnie realna, stanowi jedynie narzędzie matematyczne, a kontakt z rzeczywistością następuje tylko w trakcie pomiaru. Przeciwno takiemu stanowi rzeczy protestował już Einstein pytając czy Księżyc istnieje tylko, gdy patrzymy na niego [3]. Poza tym można by umownie potraktować funkcję falową (lub macierz gęstości) jako obiekt realny, ale musiałby on mieć naturę nielokalną (akceptują to także zwolennicy interpretacji fali pilotującej Bohma [4]). Oczywiście nielokalność nie zawsze jest problemem, np. klasyczne rozkłady prawdopodobieństwa mogą być nielocalne, ale zmiany pod wpływem zewnętrznych impulsów nie mogą rozprzestrzeniać się nieskończenie szybko (szybciej niż światło, według teorii względności). Jednak w interpretacji kopenhaskiej pomiar wywołuje kolaps jako efekt całkowicie **inwazyjny i nielokalny** [5], uściślony w formie postulatu przez von Neumanna [6]. Nielocalne efekty kolapsu są najbardziej drastyczne dla stanów splecionych, co zauważyli Einstein, Podolski i Rosen [7], a sam Einstein nazwał taką sytuację *upiornym oddziaływaniem na odległość* [8]. Schrödinger zauważył absurdalne konsekwencje kolapsu dla makroskopowej (także absurdalnej?) superpozycji kota żywego/martwego [9]. Bell [10] zaproponował doświadczalny test nielocalności, który jednak do dziś nie został wykonany w sposób jednoznacznie wykluczający lokalny realizm, z powodu luk interpretacyjnych. Logiczna konstrukcja realnych obiektów powinna mieć związek z wynikami pomiarów, a nie być abstrakcją funkcji falowej (czy macierzy gęstości). Taką próbę podjął Wigner, proponując specjalną funkcję położenia i pędu, odtwarzającą właściwe prawdopodobieństwo pomiaru [11]. Funkcja Wignera nadawałaby się jako realny obiekt – prawdopodobieństwo, ale niestety przyjmuje czasem ujemne wartości, czyli jest kwaziprawdopodobieństwem. Kwaziprawdopodobieństwa nie można oczywiście zmierzyć bezpośrednio, bo zasada nieoznaczoności Heisenberga [12] głosi, że nie można jednocześnie dokładnie wyznaczyć pędu i położenia. Inwazyjność powoduje też, że standardowe pomiary uniemożliwiają opis obiektywnie realny **zmienny w czasie**, bo każdy pomiar jawnie zaburza dynamikę. W skrajnym przypadku ciągłego pomiaru standardowego zachodzi tzw. efekt Zenona – zamrożenie całej dynamiki układu [13]. Problemy interpretacji kopenhaskiej doprowadziły nawet do absurdalnej tzw. interpretacji wielu światów, gdzie każdy pomiar tworzy alternatywne rzeczywistości [14].

Standardowy, rzutowy pomiar kwantowy [6] dobrze sprawdzał się w początkach fizyki kwantowej, ale z czasem doświadczenia stały się coraz dokładniejsze i trzeba było rozluźnić rygor rzutu. Stworzono teorię pomiaru uogólnionego [15], z pomocniczymi operatorami Krausa [16] zamiast rzutów, znaną dziś jako dodatnie miary operatorowe [17] (*positive operator-valued measure – POVM*). Co ważne, nowe podejście jest spójne ze starym na mocy twierdzenia Naimarka, że każda miara operatorowa jest równoważna jakiemuś pomiarowi rzutowemu, ale w rozszerzonej przestrzeni stanów, uwzględniającej detektor [18]. Taki pomiar można też nazwać pomiarem pośrednim, bo zależy od przyjętego modelu detektora. Jest zresztą naturalne, że detektor sam jest układem kwantowym, a więc proces pomiaru powinien być dokładniej opisany niż prostym rzutem. Np. w doświadczeniu Sterna-Gerlacha [19]

w uproszczeniu rzutujemy na stany spinowe, a w rzeczywistości rozdzielamy wiązki elektronów polem magnetycznym. Zawsze jednak gdzieś pomiar trzeba umownie zakończyć, na ekranie, w oku (mózgu?) patrzącego, co wymaga odpowiedniego matematycznego postulatu. Wprowadzenie pomiarów pośrednich wyswobodziło fizykę z ograniczeń pomiaru rzutowego, ale nie rozwiązało samodzielnie problemu interpretacji. Pomiarów pośrednich jest bowiem nieskończenie wiele, zależą od modelu, który najczęściej jest wypadkową autentycznej wiedzy o procesie pomiaru i arbitralnej idealizacji. Pomiarów pośrednich są nadal inwazyjne i nielokalne, jednak przeważnie mniej niż rzutowe.

Pośredni pomiar dał motywację do kolejnej interpretacji kwantów, za pomocą obiektywnego kolapsu: pomiary, pośrednie i mało inwazyjne, zachodzą obiektywnie, niezależnie od naszej woli, a ich wyniki są dla nas dostępne klasycznie [20]. Wydaje się to dobrym kierunkiem w poszukiwaniu właściwej interpretacji mechaniki kwantowej, ale taki kolaps musiałby jawnie modyfikować (nieznacznie) dynamikę i powodować grzanie (też nieznaczne) Wszechświata, z powodu produkcji entropii. Skoro można złagodzić efekty kolapsu to czemu nie wyeliminować ich całkowicie? Trzeba by stworzyć koncepcję **pomiaru nieinwazyjnego**. Leggett i Garg [21] jako pierwsi rozważyli takie pomiary, podając przy okazji test, który wyniki takich pomiarów musiałyby spełniać, przypominający test Bella [10]. Niestety, nie podali konstrukcji kwantowych pomiarów nieinwazyjnych, a wręcz ograniczyli się do wniosku, że pomiary standardowe nie zdają ich testu, a więc są inwazyjne. Trochę później Aharonov, Albert i Vaidman [22] zdefiniowali słaby pomiar jako pomiar pośredni w granicy (odpowiednio zdefiniowanej) zerowej siły pomiaru. Autorzy skupili się na zaskakującej własności takiego pomiaru, że może dawać wyniki daleko poza spektrum pomiaru rzutowego, co jest możliwe z powodu równie dużej nieostrości słabego pomiaru. Z dzisiejszej perspektywy, słaby pomiar jest właśnie poszukiwanym pomiarem nieinwazyjnym.

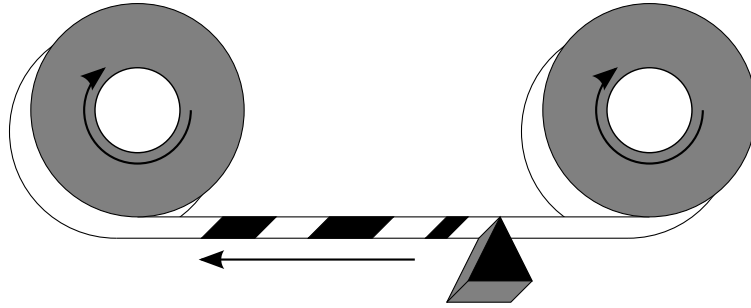
Celem niniejszego cyklu prac jest opis konstrukcji i własności pomiaru nieinwazyjnego, częściowo nieklasycznych: kwaziprawdopodobieństwa – "ujemnego prawdopodobieństwa", słabej dodatniości – same korelacje drugiego rzędu są jednak klasyczne, lokalnego realizmu – zależy od interpretacji, i całkowicie zaskakującego łamania symetrii czasu. Warto dodać, że z doświadczalnego punktu widzenia pomiar nieinwazyjny jest bardziej naturalny niż rzutowy, i tak naprawdę większość współczesnych pomiarów to właśnie nieinwazyjne. Można by wręcz pokusić się o stwierdzenie, że "pomiar nieinwazyjny" dla fizyków jest jak "proza" dla pana Jourdain (*Mieszczanin Szlachcicem*, Molier), używany, ale nie definiowany.

### Omówienie wyników

Motywacją pierwszej pracy [H1] nie były prace [21,22], a sposób liczenia szumu prądu w złączach półprzewodnikowych dla niezerowych częstości. Problem sprowadza się do kwestii uporządkowania operatorów w wyrażeniu  $\langle I(t)I(s) \rangle$ , gdzie  $I$  jest prądem w chwili czasu  $t$  lub  $s$ . Dotychczas stosowano prosty trik symetryzacji  $2I(t)I(s) \rightarrow I(t)I(s) + I(s)I(t)$ , zaczerpnięty z podręcznika Landaua i Lifszycy [23],

podany tam bez uzasadnienia. W pracy [H1] udało się wyprowadzić go wykorzystując koncepcję pomiaru uogólnionego, opisanego przez gaussowski operator Krausa, w granicy nieinwazyjnej. Mierzone korelacje kwantowe są splotem szumu pomiaru (rozbieżnego w granicy nieinwazyjnej, ale niezależnego od mierzonego układu) i statystyki samego mierzonego układu. Ta ostatnia statystyka nie jest opisana prawdopodobieństwem, ale kwaziprawdopodobieństwem, które może przyjmować ujemne wartości i to zostało w pracy pokazane. Praca zawiera także dyskusję i obliczenie wkładów i poprawek do szumu od skończonej inwazyjności pomiaru.

W kolejnej pracy [H2], która nadal koncentruje się na prądzie w złączu półprzewodnikowym, zgodnie z ideą twierdzenia Naimarka [18] operatory Krausa zostały zastąpione konkretnym modelem pomiaru, w szczególności za pomocą tzw. taśmy kwantowej – jednowymiarowego pola, które przemieszcza się ze stałą prędkością (rysunek). W jednym punkcie pole oddziałuje z mierzonym układem a następnie odsuwa się jednostajnie tak, że położenie wyznacza moment oddziaływania. Daleko od punktu oddziaływania jest wykonywany pomiar rzutowy. Samo oddziaływanie jest skalowane parametrem (siłą pomiaru), który w granicy zerowej daje pomiar nieinwazyjny. Model faktycznie odtwarza wyniki [H1], ale tylko przy odpowiednim doborze parametrów. Niemniej, ogólna klasa modeli pomiaru nieinwazyjnego z [H2], opartych na koncepcji taśmy kwantowej, jest najbardziej naturalna. Oprócz przypadku symetryzacji, nowy ciekawy przypadek pomiaru daje szum niesymetryczny, tj. taki w którym prąd w funkcji częstości  $\omega$  nie podlega regule symetryzacji, a pozostaje w postaci  $\langle I(-\omega)I(\omega) \rangle$ , do którego odnosi się także nowa praca [24], jako specjalnego pomiaru z pamięcią. Praca [H2] zawiera także szczegóły techniczne liczenia korelacji prądu wyższych rzędów i wyjaśnienie genezy ujemnego kwaziprawdopodobieństwa w złączu w granicy tunelowej.



Praca [H3] już bezpośrednio odnosi się do słabego pomiaru [22]. Zawiera ogólne sformułowanie słabego, nieinwazyjnego pomiaru dla dowolnej sekwencji mierzonych wielkości, w języku gaussowskich pomiarów uogólnionych. Ponownie charakterystyczny jest podział na szum własny detektorów i kwaziprawdopodobieństwo. Po raz pierwszy został podany prosty wzór na korelacje dowolnego rzędu, dla kwaziprawdopodobieństwa:  $\langle a_1 a_2 \cdots a_n \rangle = \langle A_1 \{ A_2, \{ \dots A_n \} \dots \} \rangle / 2^{n-1}$ , gdzie  $a_k$  jest wynikiem pomiaru wielkości  $A_k$  natomiast  $\{A, B\} = AB + BA$  (antykomutator) i zachowana jest kolejność pomiarów. Zdefiniowane kwaziprawdopodobieństwo jest zgodne z funkcją Wignera [11], jest lokalne, ale samo z siebie nie może być obiektem

realnym, bo bywa ujemne. Właśnie ta ujemność staje się wyjaśnieniem niezwyklej wyników słabego pomiaru [22]. W pracy [H3] zaproponowany został konkretny test ujemności dla korelacji prądu czwartego rzędu w granicy tunelowej. Test opiera się na klasycznej nierówności Cauchy-Buniakowskiego-Schwarza  $\langle XY \rangle^2 \leq \langle X^2 \rangle \langle Y^2 \rangle$ , gdzie  $X, Y = I(-\omega_{x,y})I(\omega_{x,y})$  to szumy dla określonych częstości. Dla kwaziprawdopodobieństwa jest przewidziane łamanie powyższej nierówności, a więc musi być ujemne. Pamiętajmy, że ujemnego prawdopodobieństwa nie da się zmierzyć bezpośrednio – zawsze towarzyszy mu duży szum detektora, który można by interpretować także częściowo jako własność samego układu mierzzonego. Takie podejście to **nowa interpretacja mechaniki kwantowej**.

Następna praca [H4] opisuje problem lokalnego realizmu w ramach pomiarów nieinwazyjnych. Ważnym wynikiem jest **słaba dodatniość**. Chodzi o to, że same korelacje maksymalnie drugiego rzędu, zarówno w pomiarach nieinwazyjnych, jak i zwykłych pomiarach wielkości kompatybilnych (przemiennej), można odtwarzać normalnym prawdopodobieństwem,  $\propto \exp(-\sum_{XY} C_{XY}^{-1}XY/2)$ , gdzie  $C$  jest dodatnio określoną macierzą korelacji z elementami  $2C_{XY} = \langle XY + YX \rangle$ , a  $C^{-1}$  jej odwrotnością (wzór uwzględnia także średnie pierwszego rzędu, np. przez wycentrowanie). A więc żaden test nielokalności bądź ujemności kwaziprawdopodobieństwa nie może się opierać wyłącznie na korelacjach drugiego rzędu, wbrew wcześniejszym propozycjom, np. [25]. Taki test musi zawierać korelacje co najmniej czwartego rzędu, tak jak w przykładzie z pracy [H3].

Ponieważ głównym celem [H4] jest dyskusja lokalnego realizmu, warto w tym miejscu dokładniej przypomnieć test Bella [10]. Test wymaga dwóch odseparowanych obserwatorów, Alice i Boba (A i B), którzy mają możliwość (każdy niezależnie) swobodnego wyboru pomiaru (wpływu na mierzony układ) i wykonania pomiaru w dostatecznie krótkim czasie. Zakładamy tylko dwie możliwości wyboru, 1 i 2. Jeśli jest więcej, dzielimy na dwie klasy. Zakładamy też (na razie) tylko dwa możliwe wyniki pomiaru  $\pm 1$  (jeśli jest więcej, znów można podzielić na klasy). Alice i Bob dokonują wyboru i pomiaru szybciej niż maksymalny czas możliwej komunikacji między nimi (ograniczonej przez prędkość światła). Wyniki, odpowiednio dla obserwatora i wyboru oznaczamy  $A_1, B_1, A_2, B_2$ . Pary wybór-pomiar są kolejno numerowane i spisywane w protokołach, które na końcu są porównywane. Przy porównywaniu uśrednia się korelacje dla tych samych wyborów i numerów. Lokalny realizm jest możliwy jeśli

$$-2 \leq \langle A_1 B_1 \rangle + \langle A_1 B_2 \rangle + \langle A_2 B_1 \rangle - \langle A_2 B_2 \rangle \leq 2,$$

w granicy błędu statystycznego. Łamanie tej nierówności oznacza wykluczenie lokalnego realizmu. Trzeba jednak podkreślić, że nie wystarcza samo łamanie, konieczne jest wykonanie doświadczenia ściśle według powyższych wytycznych. Rezygnacja lub osłabienie któregoś z warunków wprowadza lukę interpretacyjną, dopuszczającą lokalny realizm.

Konstrukcja kwantowego przykładu łamania nierówności Bella jest następująca. Wybieramy po dwa ortonormalne stany  $|\pm\rangle$  dla każdego obserwatora i konstruujemy

stany iloczynowe  $|ab\rangle$ , gdzie  $a, b = \pm$  odpowiednio dla Alice i Boba. Każdy obserwator ma możliwość wyboru pomiaru wielkości  $O = X \cos \phi + Z \sin \phi$ , gdzie  $X = |+\rangle\langle-| + |- \rangle\langle+|$  oraz  $Z = |+\rangle\langle+| - |- \rangle\langle-|$ . Możliwe wartości  $O$  to  $\pm 1$ , ponieważ  $O^2 = 1$ . Weźmy teraz stan singletowy Bella  $|\psi\rangle$  zdefiniowany przez  $\sqrt{2}|\psi\rangle = |+-\rangle - |-+\rangle$ . Dla  $O = A, B$  oraz  $\phi = \alpha, \beta$  odpowiednio dostajemy  $\langle AB \rangle = -\cos(\alpha - \beta)$ . Wybierając  $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = \pi/2, \beta_1 = 5\pi/4, \beta_2 = 3\pi/4$  (rysunek), otrzymujemy ostatecznie  $\langle A_1 B_1 \rangle = \langle A_1 B_2 \rangle = \langle A_2 B_1 \rangle = -\langle A_2 B_2 \rangle = 1/\sqrt{2}$ , a więc

$$\langle A_1 B_1 \rangle + \langle A_1 B_2 \rangle + \langle A_2 B_1 \rangle - \langle A_2 B_2 \rangle = 2\sqrt{2} > 2,$$

czyli nierówność Bella jest łamana. Łamanie nierówności Bella zostało doświadczalnie potwierdzone, ale w **żadnym** eksperymencie nie spełniono łącznie wszystkich warunków testu Bella (np. pewne zdarzenia nie są wliczane albo odległość Alice-Bob jest za mała), w związku z czym luki interpretacyjne **dopuszczają nadal lokalny realizm**. Trzeba też podkreślić, że wolny wybór i skończony czas pomiaru zawsze będą oceniane subiektywnie, choć są niezbędne w nauce (wolny wybór jest podstawą prawa i działania wszelkich interfejsów, np. klawiatury, a pomiar musi stać się użyteczny w skończonym czasie). Nie ma obiektywnego kryterium wolnego wyboru (może zachodzi superdeterminizm) ani końca pomiaru (na monitorze, na papierze, w oku (mózgu?) czytelnika). W ten sposób można bronić lokalnego realizmu praktycznie w nieskończoność, nawet gdyby obecnie zidentyfikowane luki interpretacyjne zostały kiedyś zamknięte.

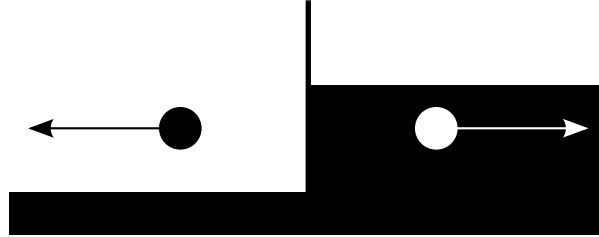


Czy można zaproponować test Bella nie uciekając się do dwóch wartości  $\pm 1$ , dopuszczając dowolne liczby rzeczywiste? Oczywiście zawsze można przypisać dowolnym zbiorom na dwie wartości, ale chodzi o test oparty od momenty rozkładu, czyli korelacje typu  $\langle A^k B^l \rangle$ , gdzie  $k + l$  jest możliwie najmniejsze. Pytanie to zostało już wcześniej postawione [26], ale łamanie lokalnego realizmu wymagało  $k + l = 20$ . W pracy [H4] zaprezentowany został test zawierający korelacje tylko czwartego rzędu,  $k + l = 4$ , jedyny obecnie znany. Uwaga: Nierówność Bella jest drugiego rzędu,  $k + l = 2$ , ponieważ zakładamy w nim dwuwartościowość, równoważną założeniu o czwartych momentach  $\langle (A^2 - 1)^2 \rangle = \langle A^4 \rangle - 2\langle A^2 \rangle + 1 = 0$ . Test sprowadza się do badania nierówności

$$2|\langle A_1 B_2 (A_1^2 + B_1^2) \rangle + \langle A_2 B_1 (A_2^2 + B_1^2) \rangle + \langle A_1 B_2 (A_1^2 + B_2^2) \rangle - \langle A_2 B_2 (A_2^2 + B_2^2) \rangle| \leq 2(\langle A_1^4 \rangle + \langle A_2^4 \rangle + \langle B_1^4 \rangle + \langle B_2^4 \rangle) + \sum_{\substack{D \neq C; E \neq C, D, D' \\ C, D, E = \{A_1, A_2, B_1, B_2\}}} \sqrt{\sqrt{\langle C^4 \rangle} \sqrt{\langle D^4 \rangle} \langle (D^2 - E^2)^2 \rangle},$$

gdzie  $D' = A, B_{3-k}$ , jeśli  $D = A, B_k$ . Jeśli  $A, B = \pm 1$ , to test sprowadza się do Bella. Łamanie nierówności oznacza, że statystyka musi być opisywana ujemnym kwaziprawdopodobieństwem albo lokalny realizm jest wykluczony.

Zaproponowaną nierówność można badać w złączu tunelowym, mierząc nieinwazyjnie impulsy prądu. Odpowiada to prostemu obrazowi tworzenia się splecionych par elektron-dziura na złączu, w obecności różnicy potencjałów [25] (rysunek). Nierówność faktycznie może być złamana, ale po (i) odjęciu (arbitralnego) szumu detektorów oraz (ii) dla pomiarów blisko złącza (dopuszczalna komunikacja). Dlatego test ma nadal luki interpretacyjne, choć mniej niż poprzednie propozycje [25]. Sprawa luk pojawia się zresztą w każdej realistycznej propozycji testu Bella, co nasuwa myśl, że problemy pozornie praktyczne, np. dekoherencja, nieostrość pomiaru, itp., mogą właśnie powodować fundamentalne zachowanie lokalnego realizmu.



Skoro można zaproponować różne testy ujemności kwaziprawdopodobieństwa oparte na korelacjach czwartego rzędu, to czemu nie zrobić tego dla funkcji Wignera? Z [H3] wiadomo, że funkcja Wignera pojawia się przy nieinwazyjnym pomiarze położenia  $x$  i pędu  $p$  (w dowolnej kolejności), a z drugiej strony wiadomo, że przyjmuje ujemne wartości [11]. Jednak nie pojawiła się do tej pory propozycja stwierdzenia tej ujemności na podstawie badania momentów (ale zbadano momentami ujemność spokrewnionej, "bardziej ujemnej" funkcji Glaubera-Sudarshana  $P$  [27]). To właśnie zostało zaprezentowane w pracy [H5]. Drugie momenty oczywiście nie wystarczą, ale już korelacja  $\langle (2xp)^2 \rangle$  może być ujemna, a nawet dochodzić do  $-1$  dla funkcji falowej  $\psi \sim |x|^{-1/2}$  (zregulowanej, użytej wcześniej w zupełnie innym problemie [28]). Dla stanów obrotowo-symetrycznych w płaszczyźnie fazowej  $(x, p)$ , do pokazania ujemności potrzebne są już 8. momenty. W ostatniej części pracy została przedstawiona propozycja nieinwazyjnego wyznaczania momentów funkcji Wignera. Praca [H5] **doczekała się szybkiej reakcji doświadczalnej** [29], gdzie zbadano momenty funkcji Wignera potrzebne do stwierdzenia jej ujemności.

Kolejna praca [H6], to dyskusja pomiaru nieinwazyjnego jako granicy pomiaru ciągłego. Pomiaru ciągłego nie daje się wprost sprowadzić do pomiaru rzutowego, jak w twierdzeniu Naimarka [18]. Potrzeba jeszcze przejścia granicznego, uciągającego. Pierwsze kroki do właściwej konstrukcji postawiono już dawno [30], a tematyka ta jest częściowo spisana w podręcznikach, np. [17]. W [H6] został zaprezentowany ciągły pomiar gaussowski, podział na (biały) szum detektora i funkcjonal kwaziprawdopodobieństwa dla dowolnej siły pomiaru. Ponownie zachodzi słaba dodatniość, dla dowolnej siły pomiaru, a korelacje czasowe można zapisać zwartym wzorem.

Własności takich korelacji zostały przedyskutowane na dwóch przykładach: atomu dwupoziomowego i oscylatora harmonicznego. W pierwszym przypadku ciekawe jest pytanie czy oscylacje pomiędzy poziomami można zarejestrować jako oscylującą trajektorię. Okazuje się, że nie, przynajmniej w pojedynczym eksperymencie (chyba że się go wielokrotnie powtórzy i uśredni). Związane jest to ściśle z efektem Zenona [13]: zbyt silny pomiar niszczy oscylacje, a zbyt słaby jest zaszumiony. Jednak po odjęciu szumu detektora można znów pokazać ujemność kwaziprawdopodobieństwa, zgodnie z ideą Leggetta i Garga [21], biorąc korelacje czwartego rzędu. Test opiera się na nierówności  $\langle A^2 \rangle \geq 0$ , gdzie

$$A = Z(0)Z(2t) + Z(-t)Z(t) + 2.$$

Biorąc stan chaotyczny (o nieskończonej temperaturze) i dynamikę opisaną hamiltonianem  $H = \hbar\omega X/2$  (oznaczenia jak wyżej dla testu Bella) oraz  $t = \pi/2\omega$ , dla pomiaru nieinwazyjnego zachodzi  $\langle A^2 \rangle = -2$ . Okazuje się, że ujemność pojawia się dla dostatecznie słabego pomiaru, a przy silnym znika (zachodzi efekt Zenona,  $A = 4$ ). Natomiast w przypadku oscylatora harmonicznego dynamika jest prawie klasyczna, wystarczy zastąpić klasyczne prawdopodobieństwo funkcją Wignera (podobnie jak w [H5]). Jedyne wkład od pomiaru dotyczy wariancji (zależnej od czasu), a zamiast efektu Zenona obserwuje się błyskawicznie rosnący szum.

Ostatnia praca [H7] dotyczy nowego (bez śladu we wcześniejszej literaturze), całkowicie zaskakującego paradoksu pomiaru nieinwazyjnego – łamania symetrii czasu. Aby zrozumieć paradoks, trzeba przypomnieć klasyczną symetrię czasu. Nie chodzi tu o symetrię dynamiki, ale w ogóle o istnienie możliwości odwrócenia dynamiki w czasie, tak aby nowa dynamika była nadal dopuszczalna. Dlatego nie ma tu znaczenia czy równania ruchu (hamiltonian) są symetryczne w czasie, albo spełniają tzw. symetrię ładunek-parzystość-czas (*charge-parity-time CPT*), znaną w fizyce wysokich energii [31]. Układ nie musi nawet być w stanie równowagowym, choć w równowadze można zignorować drugą zasadę termodynamiki (makroskopową nieodwracalność). Jeżeli tylko jest wykonalne odwrócenie czasowe każdej wielkości fizycznej, dynamiki i stanu początkowego, to dla dowolnej sekwencji klasycznych pomiarów nieinwazyjnych wielkości  $A_1, \dots, A_n$  w chwilach  $t_1 \leq \dots \leq t_n$  z wynikami  $a_1, \dots, a_n$ , zachodzi symetria

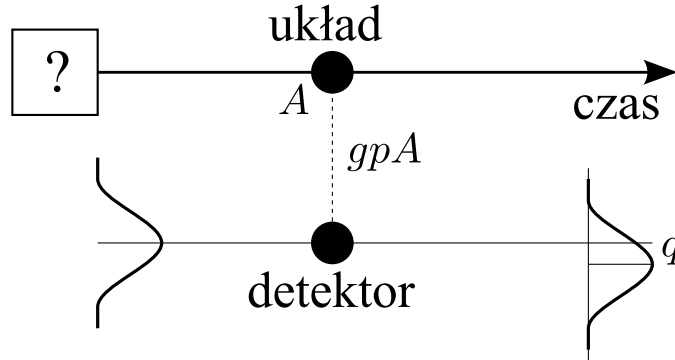
$$Q^T(a_1^T(-t_1), \dots, a_n^T(-t_n)) = Q(a_n(t_n), \dots, a_1(t_1)),$$

gdzie  $Q$  jest prawdopodobieństwem, a  $T$  oznacza odwrócenie w czasie, tutaj zastosowane do wszystkich rozpatrywanych wielkości, stanu i dynamiki układu. Tymczasem powyższa symetria jest **łamana** kwantowo. Aby zrozumieć tego przyczynę, trzeba napisać wzór na statystykę pomiarów nieinwazyjnych, z pomocą superoperatorów:

$$Q(a_n, \dots, a_1) = \langle \delta(a_n - \check{A}_n) \cdots \delta(a_1 - \check{A}_1) \rangle,$$

gdzie  $\check{A}B = (AB + BA)/2$ . Powyższy wzór klasycznie jest zwykłym prawdopodobieństwem, symetrycznym w czasie. Kwantowo jest to kwaziprawdopodobieństwo a superoperatory  $\check{A}$  nie są w ogólności przemienne, a więc nie da się odwrócić ich kolejności (macierz gęstości stanu stoi zawsze po prawej).





W pracy [H7] jest też opisany naturalny kwantowo-klasyczny model pomiaru nieinwazyjnego (rysunek). Trzeba bowiem pamiętać, że nawet klasyczny pomiar nieinwazyjny jest idealizacją, a zazwyczaj nieinwazyjność otrzymujemy w granicy zerowej siły pomiaru. Detektor przygotowany w stanie gaussowskim oddziałuje chwilowo z układem przez hamiltonian  $\sim gpA$ , gdzie  $g$  jest siłą pomiaru,  $p$  pędem detektora a  $A$  mierzoną wielkością. Wtedy położenie  $q$  detektora ulega przesunięciu o  $gA$  a końcowy rozkład położenia jest splotem  $P(q) = \int da D(q - ga)Q(a)$ , gdzie  $D$  jest szumem własnym detektora, i rozpatrujemy granicę  $g \rightarrow 0$ . Wtedy  $Q$  jest dane jak wyżej. W pracy są też konkretne przykłady łamania symetrii w stanie równowagi termodynamicznej: korelacje 3. rzędu położenia w podwójnej studni i ładunku w kropce kwantowej. Ten drugi przykład otwiera możliwość testu doświadczalnego. Podsumowując własności pomiarów w granicy zerowej siły mamy:

	KLASYCZNIE	KWANTOWO
NIEINWAZYJNOŚĆ	TAK	TAK
DODATNIOŚĆ	TAK	<b>NIE</b>
SYMETRIA CZASU	TAK	<b>NIE</b>

### Krytyka

Przed opublikowaniem, prace cyklu przeszły trudną drogę recenzji, w których pojawiały się różne argumenty przeciwko uzyskanym wynikom. Oto najciekawsze zarzuty, które musiały zostać odparte w ostatecznych publikacjach

- *Słaba dodatniość jest fałszywa, bo są testy nieklasyczności oparte na korelacjach 2. rzędu*

We wszystkich takich testach są czynione dodatkowe założenia ograniczające możliwe wartości wyników, w istocie równoważne wykorzystaniu momentów wyższego rzędu (np.  $A = \pm 1$  odpowiada założeniu  $\langle (A^2 - 1)^2 \rangle = 0$ )

- *Słaba dodatniość jest prostą konsekwencją zasady nieoznaczoności Robertsona-Schrödingera*

Schrödinger [32] uogólnił zasadę nieoznaczoności Heisenberga dla pary wielkości obserwowanych, a Robertson [33] dalej uogólnił ją na więcej wielkości. U Robertsona można znaleźć stwierdzenie o dodatniej określoności macierzy korelacji, ale

słaba dodatniość wymaga podania jeszcze przykładu odpowiedniego dodatniego prawdopodobieństwa (w [H4] i [H6] jest to naturalny rozkład gaussowski).

- *Korelacje w kwantowym pomiarze ciągłym zostały już opisane w [34] a także w książce [17]*

W [34] jest podana faktycznie konstrukcja pomiaru ciągłego, ale nie wyprowadzono tam korelacji czasowych (jedynie równoczesne), natomiast w [17] są tylko korelacje 2. rzędu, podczas gdy w [H6,H7] są opisane korelacje czasowe dowolnego rzędu.

- *Im mniejsza siła pomiaru, tym mniejsze zarówno zaburzenie układu jak i sygnał, a więc łamanie symetrii czasu może być wynikiem zaburzenia*

Rzeczywiście i sygnał, i zaburzenie maleją z siłą pomiaru. Zaburzenie faktycznie wpływa na wynik pomiaru, ale o dwa rzędy (w sile pomiaru) słabiej niż główny nieinwazyjny wkład. Tak samo dzieje się w pomiarze klasycznym, gdzie jednak w granicy symetria jest zachowana.

- *Nawet najłagodniejszy pomiar zmienia macierz gęstości, więc jest inwazyjny*

Macierz gęstości faktycznie zmienia się przy pomiarze, ale to oznacza odczyt a nie zaburzenie stanu. Tylko zmiana macierzy gęstości scałkowanej po wynikach pomiaru jest rzeczywistym zaburzeniem.

- *Symetria czasu i tak zachodzi tylko dla stanów równowagowych*

Jeśli rozpatrujemy dynamikę mikroskopową, to jest ona odwracalna nawet w nierównowadze i klasyczna symetria zachodzi. Oczywiście odwrócenie dynamiki jest wtedy trudniejsze do wykonania doświadczalnego. Natomiast dynamika stanów równowagowych jest odwracalna i mikro-, i makroskopowo, dlatego w tych stanach łamanie symetrii jest bardziej zaskakujące, a jednocześnie łatwiejsze do doświadczalnej weryfikacji.

- *Przecież kwantowe symetrie czasu są zachowane, np. symetria preselekcja-postselekcja [35] i symetria CPT [31]*

Symetria preselekcja-postselekcja, polegająca na zamianie selekcji stanów początkowych i końcowych rzeczywiście jest zachowana, ale dotyczy pomiarów o dowolnej sile, także inwazyjnych, i nie ma nic wspólnego z symetrią z [H7]. Symetria CPT dotyczy samej dynamiki, a nie pomiarów. Dla pomiarów symetria CPT jest zachowana, jeśli są przestrzennie rozdzielone, bo wtedy są przemienne. Jeśli nie, wtedy jest łamana.

- *Dla układów dwupoziomowych korelacje dla pomiarów nieinwazyjnych są takie same jak dla rzutowych, a więc asymetria nie dziwi*

Faktycznie wyjątkowo w prostych układach czasem zbiegiem okoliczności korelacje nie zależą od siły pomiaru. Ale to właśnie jest zaskakujące! Klasycznie im mniejsza siła, tym mniejsza inwazyjność, a więc symetria powinna się stopniowo odtworzyć.

- *Słaby pomiar dla układów dwupoziomowych, w tym korelacje czasowe, były już badane*

Mogły być badane tylko korelacje jednoczesne lub 2. rzędu, a w [H6,H7] są

dyskutowane dowolne korelacje czasowe.

- *Klasyczne pomiary też łamią symetrię czasu*

Tak, ale tylko inwazyjne. W granicy nieinwazyjnej symetria zostaje przywrócona.

- *Łamanie symetrii czasu w [H7] nie jest fundamentalne, bo mechanika kwantowa różni się od klasycznej*

Mechanika kwantowa i klasyczna różnią się w opisie i pewne proste analogie nie działają, ale najczęściej różnica sprowadza się tylko do tego, że to samo zjawisko jest opisywane prościej kwantowo niż klasycznie. Łamanie symetrii czasu w [H7] dotyczy fundamentalnej analogii pomiędzy klasycznymi i kwantowymi pomiarami, której nie da się niczym zastąpić ani uprościć.

## Literatura

- [1] N. D. Mermin, *Physics Today*, **42**, i. 4, p. 9 (1989).
- [2] M. Born, *Z. Phys.* **37**, 863 (1926).
- [3] A. Pais, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 863 (1979), strona 907 (wspomnienie rozmowy z Einsteinem).
- [4] D. Bohm, *Phys. Rev.* **85**, 16 (1952).
- [5] W. Heisenberg, *The Physical Principles of the Quantum Theory*, (University of Chicago Press, 1930, przedruk Dover, New York, 1949), strona 39.
- [6] J. von Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Berlin, Springer, 1932).
- [7] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [8] List Einsteina do Borna, 3.04.1947, *The Born-Einstein Letters; Correspondence between Albert Einstein and Max and Hedwig Born from 1916 to 1955* (Walker, New York, 1971).
- [9] E. Schrödinger, *Naturwiss.* **23**, 807 (1935).
- [10] J. S. Bell, *Physics* **1**, 3, 195 (1964); artykuł przeglądowy A. Shimony: [plato.stanford.edu/entries/bell-theorem/](http://plato.stanford.edu/entries/bell-theorem/).
- [11] E.P. Wigner, *Phys. Rev.* **40**, 749 (1932).
- [12] W. Heisenberg, *Z. Phys.* **43**, 172 (1927).
- [13] E.C.G. Sudarshan, B. Misra, *J. Math. Phys.* **18**, 756 (1977).
- [14] H. Everett, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 454 (1957).
- [15] C.W. Helstrom, *Quantum Detection and Estimation Theory* (Academic Press, New York, 1976).
- [16] K. Kraus, *States, Effects and Operations* (Berlin, Springer, 1983).
- [17] H. M. Wiseman and G. J. Milburn, *Quantum Measurement and Control* (Cambridge University Press, Cambridge, 2009).
- [18] M. A. Naimark, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Mat.* **4**, 277 (1940).
- [19] W. Gerlach, *O. Stern, Z. Phys.* **9**, 353 (1922).
- [20] G.C. Ghirardi, A. Rimini, and T. Weber, *Phys. Rev. D* **34**, 470 (1986); P. Pearle, *Phys. Rev. A* **39**, 2277 (1989).
- [21] A. J. Leggett, A. Garg, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 857 (1985).

- [22] Y. Aharonov, D. Z. Albert, L. Vaidman, Phys. Rev. Lett. **60**, 1351 (1988).
- [23] L.D. Landau, J. M. Lifszyc, Fizyka Statystyczna (PWN, Warszawa, 2012) równanie (118.4).
- [24] A. Bednorz, C. Bruder, B. Reulet, W. Belzig, arXiv:1211.6056.
- [25] C. W. J. Beenakker, C. Emary, M. Kindermann, and J. L. van Velsen, Phys. Rev. Lett. **91**, 147901 (2003); P. Samuelsson, E. V. Sukhorukov, and M. Buttiker, ibid. **92**, 026805 (2004).
- [26] E. G. Cavalcanti, C. J. Foster, M. D. Reid, and P. D. Drummond, Phys. Rev. Lett. **99**, 210405 (2007).
- [27] M. D. Reid and D. F. Walls, Phys. Rev. A **34**, 1260 (1986).
- [28] G. Auberson, G. Mahoux, S.M. Royc, V. Singh, Phys. Lett. A **300**, 327 (2002).
- [29] E. Kot, N. Gronbech-Jensen, B. M. Nielsen, J. S. Neergaard-Nielsen, E. S. Polzik, and A.S. Sorensen, Phys. Rev. Lett. **108**, 233601 (2012).
- [30] A. Barchielli A, L. Lanz, and G.M. Prosperi, Nuovo Cimento B **72**, 79 (1982).
- [31] R.F. Streater and A.S. Wightman, *PCT, Spin and Statistics and All That* (Benjamin, New York, 1964).
- [32] E. Schrödinger, Sitz.ber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **19**, 296 (1930)(arXiv:quant-ph/9903100).
- [33] H. P. Robertson, Phys. Rev. **34** 163 (1929); **46**, 794 (1934).
- [34] K. Jacobs and D.A. Steck, Contemp. Phys. **47**, 279 (2006) (arXiv:quant-ph/0611067).
- [35] Y. Aharonov Y, P.G. Bergmann and J.L. Lebowitz, Phys. Rev. **134**, B1410 (1964); M. Gell-Mann and J. Hartle, *Physical Origins of Time Asymmetry*, edycja J Halliwell, J. Perez-Mercader and W. Żurek (Cambridge University Press, 1994) strona 311, arXiv:gr-qc/9304023

## 5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych

Przed doktoratem pokazałem prosty dowód reguły liczenia sumy statystycznej dwuwymiarowego modelu Isinga (A. Bednorz, J. Phys. A **33**, 5457 (2000)). W pracy magisterskiej, pod kierunkiem prof. M. Napiórkowskiego, opisałem problem fluktuacji powierzchni rozdziału faz w geometrii klina (A. Bednorz, M. Napiórkowski, Phys. Rev. E **63**, 031602 (2001)) i niejednoznaczność opisu takich fluktuacji za pomocą całek po trajektoriach (A. Bednorz, M. Napiórkowski, J. Phys. A **33**, L353 (2000)). W doktoracie, pod kierunkiem prof. B Cichońskiego, obronionym w 2003 roku, udowodniłem nieodwracalność dynamiki klasycznego płynu twardych kul poprzez wzrost entropii (uogólnienie twierdzenia  $H$  Boltzmanna dla gazu doskonałego, gdzie  $H$  odpowiadało entropii), przy systematycznym ucinaniu korelacji od ustalonego rzędu (A. Bednorz, B. Cichoński, J. Stat. Phys. **114**, 327 (2004)). Jedynym stanem odwracalnym (stała entropia) jest stan Gibbsa, dla ustalonego średniego całkowitego pędu, momentu pędu, energii i liczby cząstek. Warto podkreślić, że nieodwracalność w takim opisie zostaje wprowadzona przez modyfikację równań ruchu. Złamanie symetrii czasu jest tu więc zupełnie inne niż w [H7], gdzie nie trzeba modyfikować dynamiki a łamanie występuje tylko kwantowo. Na potrzeby opisu stanów nierównowagowych i ich entropii stworzyłem reguły diagramatyczne dla nierów-

nowagowych, klasycznych funkcji korelacji (A. Bednorz, Physica A **298**, 400 (2001)). Dla stanów bliskich równowagi, stworzyłem opis liniowy o symetrii podobnej do kwantowej symetrii hermitowskiej (A. Bednorz, Phys. Rev. E **67**, 021201 (2003)). Po doktoracie pokazałem użyteczność tego opisu do obliczenia poprawek do współczynników transportu płynu twardych kul (A. Bednorz, Phys. Rev. E **73**, 011203 (2006)). Oprócz tego, po doktoracie zajmowałem się ciekawostkami z różnych obszarów fizyki. Wskazałem konieczność losowych wyborów w prawidłowo wykonywanym teście Bella (A. Bednorz, J. Zieliński, Phys. Lett. A **314**, 362 (2003)). Wykazałem, że fermiony (antykomutujące) na sieci trójwymiarowej (+ czas) można zbozonizować – wyrazić za pomocą bozonów (komutujących), przy wsparciu pewnego przejścia granicznego (A. Bednorz, J. Phys. A **37**, 8901 (2004)). Wcześniej bozonizacje wyprowadzono tylko w jednym i, pod pewnymi warunkami, w dwóch wymiarach. Pokazałem, że w szczególnych konfiguracjach elektromagnetycznych bezmasowe ładunki, poruszające się z prędkością światła, nie wykazują samoodziaływania (A. Bednorz, J. Phys. A **38**, L667 (2005)). Obok cyklu [H], jestem też pierwszym współautorem pracy o maksymalnych możliwych dodatnich korelacjach w złączu dwa półprzewodniki-nadprzewodnik (A. Bednorz, J. Tworzydło, J. Wróbel, T. Dietl, Phys. Rev. B **79**, 245408 (2009)), które dają możliwość wykonania analogicznego testu Bella jak w [H4].

Obecnie dwie prace są w recenzji: jedna (A. Bednorz, arXiv:1209.0209) zawiera dowód niezmienniczości relatywistycznej próżni, co wcześniej było dowiedzione tylko dla pól swobodnych, a w pozostałych przypadkach było postulowane (Wightman); druga (A. Bednorz, C. Bruder, B. Reulet, W. Belzig, arXiv:1211.6056) opisuje uogólnione podejście do pomiaru nieinwazyjnego, dopuszczające pamięć pomiaru. Pomiar z pamięcią można sparametryzować za pomocą temperatury detektora, która decyduje o własnościach statystyki. W równowadze z mierzonym układem wszystkie korelacje się zerują, co ma sens braku przepływu informacji w stanie o maksymalnej entropii. W przeciwieństwie do pomiaru bez pamięci, ogólniejsza wersja **może łamać słabą dodatniość**, co potwierdzają podane przykłady, a jeden z nich jest obecnie realizowany doświadczalnie przez grupę B. Reuleta. Dla pomiaru z pamięcią uporządkowanie operatorów zależy od temperatury: dla niskich jest "normalne" tj. ujemne częstości przed dodatnimi, dla wysokich – na odwrót. W przypadku oscylatora harmonicznego dostaje się klasyczne równania ruchu i "krewnych" funkcji Wignera, funkcję  $P$  Glaubera-Sudarshana i  $Q$  Husimi-Kato. Daje się też powiązać analogią optyczne ściskanie stanów (zmniejszanie nieoznaczoności położenia, zwiększając nieoznaczoność pędu, zgodnie z Heisenbergiem) z łamaniem słabej dodatniości np. w złączach tunelowych.

