

Tomasz Placek

Obserwacja kota Schrödingera i dekoherencji

1. Wstęp

Doświadczenie grupy Micheala Brune'a i współpracowników rozwiązuje, jak się wydaje, główną zagadkę mechaniki kwantowej i filozofii fizyki: problem pomiaru¹. Dane świadczą, że istnieje, choć krótko, stan makroskopowego obiektu będący superpozycją dwóch różnych jego stanów, czyli tzw. kot Schrödingera. Co więcej, obserwowana dynamika przejścia tego stanu w stan klasyczny jest zgodna z obliczeniami zakładającymi model pomiaru zwany dekoherencją. Niniejsza praca ma za zadanie omówić wspomniany eksperyment i wyprowadzić z niego ewentualne konsekwencje filozoficzne. Zacznę od przedstawienia problemu pomiaru wskazując na jego źródło — zasadę superpozycji, wspomnę o próbach jego rozwiązania i ich trudnościach. Poświęcę więcej uwagi modelowi dekoherencji. Przedstawię możliwie dokładnie pomysł eksperymentu, dodając kilka uwag o eksperymencie rzeczywistym i obliczeniach, które zakładają dekoherencję i są zgodne z danymi eksperymentalnymi. W konkluzjach postaram się odpowiedzieć na pytanie, jakie stanowiska w filozofii mechaniki kwantowej eksperyment wspiera, a jakie osłabia. Ponieważ problem pomiaru wymaga pewnej znajomości aparatu matematycznego mechaniki kwantowej, praca zawiera obszerną część o strukturze matematycznej teorii kwantów — jest ona do pominięcia dla kogoś, kto zna tę teorię.

2. Problem

Z pomiarem w mechanice kwantowej wiążą się dwa zagadnienia filozoficzne. Pierwsze można wyrazić takim oto pytaniem: co dzieje się w pojedynczym akcie pomiaru, gdy spośród n możliwych wartości mierzonej wielkości O urzeczywistniana jest jakaś jedna wartość? Pytamy, czy procesy fizyczne mają nieredukowal-

¹ M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maitre, A. Maali, C. Wunderlich, J.M. Raimond, S. Haroche, *Observing the Progressive Decoherence of the „Meter” in a Quantum Measurement*, „Phys. Rev. Lett.” 77, 4887 (1996).

nie probabilistyczny charakter, taki jak mechanika kwantowa. Wiele faktów wskazuje, że tak jest — nie będę się więc tą kwestią dalej zajmował. Zagadnienie drugie, o którym traktuje niniejszy tekst, to problem wynikający z formalizmu mechaniki kwantowej: *zasada superpozycji stanów obiektów kwantowych wzięta razem z równaniem Schrödingera każe oczekiwać pojawienia się superpozycji układów klasycznych (urządzeń pomiarowych) typu „wskazanie +1 i równocześnie wskazanie —1”*, których oczywiście nie obserwujemy. Aby zrozumieć skąd bierze się ten wniosek i co znaczy, musimy przyjrzeć się niektórym pojęciom mechaniki kwantowej.

3. O strukturze matematycznej teorii kwantów

Po pierwsze, co to jest *stan* układu? Chcemy aby stan pełnił dwie role: *określał* dla danej wielkości mierzonej O , zwanej dalej obserwabłą, jakie są możliwe wyniki jej pomiaru oraz *wyznaczał* dla zadanego oddziaływania, jakie będą następne stany układu. Kluczowe w powyższym stwierdzeniu jest słowo: *określać*. W odróżnieniu od mechaniki klasycznej, stan kwantowy nie determinuje, w sensie istnienia zależności funkcyjnej, jedynej mierzonej wartości pomiaru dla zadanej obserwabli, a tylko (w ogólnym przypadku) zbiór możliwych wartości pomiaru. Następnym ważnym pojęciem jest *przestrzeń stanów*: to ogół matematycznie możliwych stanów układu. Przestrzeń stanów jest w mechanice kwantowej reprezentowana matematycznie jako domknięta przestrzeń liniowa nad ciałem liczb zespolonych z iloczynem skalarnym (przestrzeń Hilberta $\mathbf{H}$). W odróżnieniu od mechaniki klasycznej, pojęcie przestrzeni stanów odnosi się do układu i do obserwabli (dokładniej: rodziny obserwabli). Na przykład, możemy rozważać „krętową” przestrzeń stanów układu, tzn. odpowiadającą pomiarom związanym z krętem układu, „spinową” przestrzeń stanów układu, „pędowo-położeniową” przestrzeń stanów układu itd. Każda z nich jest odpowiednio wymiarową przestrzenią Hilberta. Poszukując „całkowitej” przestrzeni stanów układu robimy złożenie tych przestrzeni Hilberta. Przechodząc do obserwabli, są one reprezentowane przez operatory liniowe nad przestrzenią $\mathbf{H}$ spełniające pewne dodatkowe warunki². Jaka jednak przestrzeń Hilberta odpowiada danemu problemowi, powiedzmy pomiarowi krętu A jakiegoś układu? Ograniczając uwagę do łatwiejszego przypadku (tzw. dyskretnego i niezdegenerowanego), jest to przestrzeń rozpięta przez wzajemnie ortogonalne wektory $|a_i\rangle$ spełniające tzw. równanie na wartości własne:

$$1) \quad A |a_i\rangle = a_i |a_i\rangle,$$

gdzie a_i są liczbami rzeczywistymi odpowiadającymi możliwym wartościom pomiaru obserwabli A . Stanom „krętowym” układu odpowiadają wektory w tej

² Żądamy aby taki operator liniowy A był hermitowski, tzn. dla dowolnych wektorów u, v z $\mathbf{H}$ ma zachodzić $\langle u|Av\rangle = \langle Au|v\rangle$, gdzie $\langle | \rangle$ jest iloczynem skalarnym w przestrzeni $\mathbf{H}$.

przestrzeni Hilberta. Ponieważ w aparacie mechaniki kwantowej nieistotna jest długość wektorów, zamiast o wektorach możemy mówić o *promieniach*, czyli kierunkach wytyczonych przez wektory. Kierunek zaś możemy reprezentować za pomocą operatora liniowego rzutującego na dowolny wektor z danej przestrzeni. W następnym uogólnieniu przyjmuje się, że stany reprezentowane są nie tylko przez projektory (równoważnie: promienie, wektory), ale również przez kombinacje liniowe projektorów postaci $\sum_i w_i P_{|a_i\rangle}$ gdzie w_i są sumującymi się do jedności liczbami rzeczywistymi z przedziału $(0, 1)$. Stany pierwszego typu nazywa się stanami *czystymi* albo wektorowymi, zaś stany drugiego rodzaju noszą nazwę stanów *mieszanych*. Warto dla dalszych rozważań zwrócić uwagę na różnicę między operatorem $P_{|a_1\rangle + |a_2\rangle}$ a operatorem $1/2 P_{|a_1\rangle} + 1/2 P_{|a_2\rangle}$. Pierwszy rzutuje dowolny wektor z odpowiedniej przestrzeni na kierunek wyznaczony przez wektor $1/2|a_1\rangle + 1/2|a_2\rangle$, drugi zaś rzutuje wektor na $|a_1\rangle$ i na $|a_2\rangle$, a następnie dodaje oba te rzuty. Dlatego przeciwdzielną pierwszego jest promień wyznaczony przez $1/2|a_1\rangle + 1/2|a_2\rangle$, a drugiego przestrzeń dwuwymiarowa rozpięta przez wektory $|a_1\rangle$ i $|a_2\rangle$. Z wektora $|a_1\rangle$ możemy zawsze utworzyć operator rzutujący $P_{|a_1\rangle} = |a_1\rangle\langle a_1|$, który na dowolny wektor $|x\rangle$ z $\mathbf{H}$ działa w następujący sposób: $P_{|a_1\rangle}|x\rangle = |a_1\rangle (\langle a_1|x\rangle)$, gdzie $\langle | \rangle$ jest iloczynem skalarnym. Łatwo się przekonać, że taki operator rzeczywiście rzutuje na kierunek $|a_1\rangle$.

Przejdźmy teraz do innego zagadnienia, mianowicie jak ewoluują w czasie stany układu izolowanego? Ewolucja następuje zgodnie z równaniem Schrödingera mającym postać:

$$2) \quad |\phi(t)\rangle = U(t, t') |\phi(t')\rangle,$$

gdzie $U(t, t')$ jest tzw. operatorem *unitarnym*, czyli zachowującym iloczyn skalarny, a $|\phi(t)\rangle$ i $|\phi(t')\rangle$ są wektorami reprezentującymi stany układu w czasie t i t' . Ma to następującą ważną konsekwencję: jeśli $|\phi(t')\rangle$ jest wektorem z jakiejś przestrzeni Hilberta $\mathbf{H}$, to $|\phi(t)\rangle$ też jest wektorem z $\mathbf{H}$ (a więc da się przedstawić jako kombinacja liniowa wektorów bazowych $\mathbf{H}$) o tej samej „długości” co wyjściowy wektor. W szczególności równanie Schrödingera nie pozwala na przejście ze stanu czystego do stanu mieszanego. Drugą istotną konsekwencją równania Schrödingera (jego liniowości) jest następująca: jeśli $|a_x\rangle$ i $|a_y\rangle$ spełniają to równanie, to dowolna kombinacja liniowa tychże też to równanie spełnia. Co więcej, zgodnie z **zasadą presupozycji** taka kombinacja liniowa ma fizyczny sens: jeśli $|a_x\rangle$ i $|a_y\rangle$ są możliwymi stanami układu, gdyż spełniają równanie na wartości własne (1) , to dowolna kombinacja liniowa $c_x|a_x\rangle + c_y|a_y\rangle$ (gdzie c_x, c_y są współczynnikami zespolonymi) też reprezentuje możliwy stan układu. Zasada superpozycji nie ma odpowiednika w mechanice klasycznej. Czy istnieją wobec tego eksperymentalne dane świadczące o potrzebie takiej zasady? Zanim zajmiemy się odpowiedzią na to pytanie, wprowadźmy jeszcze algorytm statystyczny mechaniki kwantowej, który pozwala wyliczyć prawdopodobieństwo otrzymania wyniku z przedziału Δ liczb rzeczywistych przy pomiarze obserwabli A na układzie znajdującym się w stanie W :

3)
$$p_w(A, \Delta) = \text{Tr}(WP^\Delta_A) \equiv \sum_i \langle a_i | WP^\Delta_A | a_i \rangle,$$
 gdzie $\{|a_i\rangle\}$ są ortogonalnymi wektorami rozpinającymi przestrzeń Hilberta właściwą dla obserwabli A i układu, a P^Δ_A jest operatorem rzutującym reprezentującym zdanie „pomiar A daje wynik należący do Δ ”. Jeśli W jest stanem czystym, tzn. $W = |x\rangle\langle x|$, to równanie 3) upraszcza się do następującej postaci:

$$3') \quad p_{|x\rangle}(A, \Delta) = \langle x | P^\Delta_A | x \rangle.$$

Powyższe algorytmy pozwalają wyliczyć wartość oczekiwaną pomiaru obserwabli A na układzie w stanie W :

$$4) \quad \langle A \rangle_W = \text{Tr}(AW) \equiv \sum_i \langle a_i | AW | a_i \rangle.$$

Możemy teraz powrócić do postawionego wcześniej pytania.

4. Do czego potrzebna jest zasada superpozycji?

Odwołujemy się do niej wszędzie tam, gdzie opisujemy kwantowe interferencje. Weźmy dla przykładu eksperyment z dwoma szczelinami. Zasada superpozycji pozwala aby stan układu miał postać $\phi = 1/\sqrt{2}(|+\rangle + |-\rangle)$. Zapytajmy teraz, dla jakiejś obserwabli J , jaka jest jej wartość oczekiwana, czyli $\langle J \rangle$, dla układu w stanie ϕ ?

Zgodnie z algorytmem (4) mamy:

$$\langle J \rangle_\phi = \text{Tr}(JP_\phi) \equiv \langle - | JP_\phi | - \rangle + \langle + | JP_\phi | + \rangle = 1/2 (\langle + | J | + \rangle + \langle - | J | - \rangle + \langle + | J | - \rangle + \langle - | J | + \rangle)$$

Pojawiają się tzw. człony niediagonalne (trzeci i czwarty) pozwalające wyjaśnić efekty interferencyjne. Tak więc, za zasadą superpozycji przemawiają zarówno mocne racje matematyczne, jak i eksperymentalne.

5. Układy złożone

Ponieważ naturalne jest myślenie o pomiarze jako zawierającym dwie składowe — układ mierzony i aparat pomiarowy — konieczne jest zapoznanie się z kwantowym opisem układów podwójnych. Przyjmijmy, że dla pewnej obserwabli A mierzonej na pierwszym pod-układzie i obserwabli B mierzonej na drugim, przestrzeń stanów układu 1 jest reprezentowana przez przestrzeń Hilberta H_A rozpiętą przez wektory $\{|a_i\rangle\}$, zaś przestrzeń stanów układu 2 — przez przestrzeń Hilberta H_B rozpiętą przez wektory $\{|b_j\rangle\}$. Co jest przestrzenią stanów układu złożonego 1 + 2? Jest to tzw. tensorowe złożenie przestrzeni, $H_A \otimes H_B$ rozpięte przez pary wektorów $(|a_i\rangle, |b_j\rangle)$, które są zwykle zapisywane jako $|a_i\rangle \otimes |b_j\rangle$ albo $|a_i\rangle |b_j\rangle$. Jaką ma postać wektor z przestrzeni $H_A \otimes H_B$? W ogólnym wypadku jest to kombinacja liniowa wektorów bazowych, czyli $\sum_{ij} c_{ij} |a_i\rangle \otimes |b_j\rangle$, gdzie c_{ij} są współczynnikami zespolonymi. Takiej sumy produktów tensorowych wektorów nie należy mylić z produktem tensorowym sumy wektorów, tj. $(\sum_i c_i |a_i\rangle) \otimes (\sum_j c_j |b_j\rangle)$. Iloczyn skalarny przestrzeni tensorowej wprowadzony jest jako

$$\chi(|a_i\rangle |b_j\rangle, |a_k\rangle |b_l\rangle) = \chi(|a_i\rangle, |a_k\rangle) \chi(|b_j\rangle, |b_l\rangle)$$

i zapisywany jako $\langle b_j | \langle a_i | a_k \rangle | b_l \rangle$.

I ostatnie pytanie, o reprezentacje obserwabli na układach złożonych. Jeśli A jest obserwabłą układu 1 i B — układu 2, możemy utworzyć obserwabłę układu podwójnego 1+2 zapisując ją jako $A \otimes B$ i definiując w następujący sposób:

$$5) \quad A \otimes B |a_i\rangle |b_j\rangle = A|a_i\rangle \otimes B|b_j\rangle.$$

Zastępując A (albo B) operatorem identycznościowym I^A (albo I^B), możemy reprezentować w tym formalizmie pomiary dokonywane tylko na jednym podukładzie, ponieważ $A \otimes I^B |a_i\rangle |b_j\rangle = A|a_i\rangle \otimes I^B |b_j\rangle = A|a_i\rangle \otimes |b_j\rangle$.

6. Pomiar

Na pomiar możemy patrzeć na dwa sposoby.

1) Z zewnątrz. Uzbrojeni w odpowiednie laboratorium, chcemy mierzyć wielkość A na układzie kwantowym. Patrzymy, przez jaki operator A jest reprezentowana ta wielkość. Jeśli jest to tzw. przypadek dyskretny, rozwiązujemy równanie własne $A|a_i\rangle = a_i |a_i\rangle$, gdzie a_i interpretujemy jako możliwy wynik pomiaru A . Jeśli pomiar dał wynik a_i , to mierzony układ po pomiarze znajduje się w stanie $|a_i\rangle$. Jest to tak zwany *postulat projekcyjny von Neumanna*.

2) Od wewnątrz. Traktujemy układ kwantowy wraz z aparatem pomiarowym jako jeden układ złożony, składający się z oddziaływujących obiektów, ale izolowany z zewnątrz. Pytamy o ewolucję, która zachodzi w czasie pomiaru, czyli stosujemy równanie Schrödingera. $|\phi(t)\rangle = U(t, t') |\phi(t')\rangle$, gdzie wektory opisują stan układu złożonego przed i po pomiarze.

7. Kot

Po tym wprowadzeniu w techniczną stronę mechaniki kwantowej, możemy zająć się paradoksem. Założmy, że mamy podwójny układ $S+M$, czyli obiekt kwantowy S i urządzenie pomiarowe M . Chcemy mierzyć obserwabłę Q na S , która dopuszcza dwie różne wartości własne q_1, q_2 dla wektorów własnych $|q_1\rangle, |q_2\rangle$, odpowiednio. Mierzmy to za pomocą makroskopowego urządzenia, powiedzmy wskaźnika, który ma trzy „widzialne” stany: zerowy $|v_0\rangle$, i $|v_1\rangle, |v_2\rangle$ dla jakiejś obserwabli V („widzenia”, na przykład), przy czym stany końcowe Q na S są sprzężone ze stanami końcowymi V na M tak, że gdy $|q_1\rangle$ na S , to $|v_1\rangle$ na M , a gdy $|q_2\rangle$ na S , to $|v_2\rangle$ na M . Inaczej mówiąc, wykluczamy takie końcowe sytuacje, w których, powiedzmy, S jest w stanie $|q_1\rangle$, a urządzenie pomiarowe pokazuje stan $|v_2\rangle$. Patrząc na pomiar jak na ewolucję układu podwójnego, jeśli układ mierzony znajdował się na początku w stanie $|q_1\rangle$, a aparat w stanie „zerowym”, to ewolucja polegała na przejściu ze stanu $|q_1\rangle |v_0\rangle$ do stanu $|q_1\rangle |v_1\rangle$. Symbolicznie,

$$|q_1\rangle |v_0\rangle \longrightarrow |q_1\rangle |v_1\rangle.$$

Oczywiście, stan końcowy układu może również mieć postać $|q_2\rangle |v_2\rangle$. Ale, zgodnie z założeniem o sprzężeniu, wykluczone są stany końcowe typu $|q_i\rangle |v_j\rangle$ dla

$i \neq j$. Jaki jednak będzie stan końcowy układu złożonego, gdy stanem układu S jest superpozycja $\sum c_i |q_i\rangle$? Pamiętając, że rozwiązaniami równania Schrödingera są stany o postaci $|q_i\rangle|v_i\rangle$ i o tym, że równanie jest liniowe, otrzymujemy wniosek, że (ogólnie) stan końcowy będzie miał postać *wektora*

$$\sum c_i |q_i\rangle |v_i\rangle,$$

albo inaczej, będzie reprezentowany przez operator rzutujący $P_{\sum c_i |q_i\rangle|v_i\rangle}$, a ewolucję możemy zapisać jako

$$\sum c_i |q_i\rangle |v_0\rangle \longrightarrow \sum c_i |q_i\rangle |v_i\rangle.$$

Jaki sens ma jednak to równanie? Jak pisze d'Espagnat, równanie to „znaczy chyba, że aparat M znajduje się równocześnie w superpozycji stanów odpowiadających różnym położeniom wskaźnika. Takie znaczenie nie zgadza się jednak z tym, co wydaje się częścią naszego bezpośredniego doświadczenia, a mianowicie, że makroskopowy obiekt nie może znajdować się w dwóch położeniach równocześnie. Wydaje się to całkowicie absurdalne.”³ Jeśli wyobrazimy sobie teraz dość makabryczny układ składający się z kota zamkniętego w pudle z radioaktywną cząstką przemyślnie sprzężoną systemem bloczków i przekładni z buteleczką arsenu, tak że gdy tylko następuje rozpad cząstki, buteleczka rozbija się i kot ginie, to otrzymamy sformułowanie Schrödingera z zagadką, dlaczego nie obserwujemy stanów mieszanych z kotem żywym i martwym równocześnie⁴. Za $|q_1\rangle$ i $|q_2\rangle$ bierzemy bowiem stany cząstki „rozpadła się”, „nie rozpadła się”, a za $|v_1\rangle$ i $|v_2\rangle$ stany kota „martwy”, „żywy”. Co więcej, obliczając wartość oczekiwaną jakiejś obserwabli J dla układu w takim stanie otrzymamy człony interferencyjne typu $\langle v_i | \langle q_i | J | q_j \rangle | v_j \rangle$.

Czego zaś oczekujemy? Zdrowy rozsądek sugeruje, że w efekcie pomiaru układ złożony powinien znajdować się w którymś ze stanów $|q_i\rangle|v_i\rangle$. Ponieważ pytanie to zadajemy jednak *przed* pomiarem, odpowiedź powinna mieć postać: układ jest w stanie $|q_1\rangle|v_1\rangle$ z prawdopodobieństwem p_1 i z prawdopodobieństwem p_2 w stanie $|q_2\rangle|v_2\rangle$, gdzie prawdopodobieństwa p_i rozumiemy jako miarę naszej niewiedzy. Taka odpowiedź da się formalnie przedstawić w postaci sumy projektorów, $\sum |c_i|^2 P_{|q_i\rangle|v_i\rangle}$, gdzie $|c_i|^2$ pełnią rolę prawdopodobieństw p_i . Można tak zrobić, gdyż wartość oczekiwana jakiejś obserwabli J dla układu w takim stanie wynosi $\sum |c_i|^2 \langle v_i | \langle q_i | J | q_i \rangle | v_i \rangle$: w sumie tej nie występują człony niediagonalne $\langle v_i | \langle q_i | J | q_j \rangle | v_j \rangle$, wobec tego wzór jest zgodny z intuicyjną interpretacją wartości oczekiwanej.

Podsumujmy krótko, jaki wynik daje nam równanie Schrödingera, a jakiego wyniku oczekujemy:

³ B. d'Espagnat, *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics*, Benjamin, Menlo Park 1971, s. 214, tl. własne.

⁴ E. Schrödinger, *Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik I-III*, „Die Naturwissenschaften”, 23, 1935, s. 807–812, 823–828, 844–849.

Otrzymaliśmy:	Oczekujemy:
stan czysty: $W' = P_{\sum_i q_i\rangle v_i\rangle} =$ $= (\sum_i c_i q_i\rangle v_i\rangle) (\sum_j c_j^* \langle v_j \langle q_j)$ Wartość oczekiwana J w W' wynosi: $\langle J \rangle = \sum_i c_i ^2 \langle v_i \langle q_i J q_i\rangle v_i\rangle +$ $\sum_i \sum_j c_i^* c_j \langle v_i \langle q_i J q_j\rangle v_j\rangle$	stan mieszany: $W'' = \sum_i c_i ^2 P_{ q_i\rangle v_i\rangle}$ $= \sum_i c_i ^2 q_i\rangle v_i\rangle \langle v_i \langle q_i $ Wartość oczekiwana J w W'' wynosi: $\langle J \rangle = \sum_i c_i ^2 \langle v_i \langle q_i J q_i\rangle v_i\rangle$

Tak więc, W' i W'' to dwa różne stany. Nazwijmy pierwszy stanem kwantowym (kotem Schrödingera), a drugi — klasycznym (kotem klasycznym). Problem pomiaru może zostać teraz wyrażony przez pytanie: co zachodzi w pomiarze, że nie obserwujemy kwantowych stanów urządzeń pomiarowych, tylko klasyczne? Standardowa odpowiedź (interpretacja kopenhaska) twierdzi, że każdy pomiar zakłada *klasyczny* aparat pomiarowy. W efekcie pomiaru układ 1 + 2 przechodzi w któryś ze stanów $|q_i\rangle |v_i\rangle$ odpowiadający mierzonej wartości q_i . Przejście takie zachodzi dzięki nie-unitarnej i niekausalnej ewolucji, która „wycina” członów niediagonalnych w W' .⁵ Jest to sławny (a raczej niesławny) kolaps funkcji falowej. Odpowiedź napotyka na dwie trudności. Po pierwsze, można odnieść wrażenie, że ma ona, w *zastosowaniu do problemu pomiaru*, charakter *ad hoc*. Ma bowiem następującą postać: stany układów, również złożonych, ewoluują zgodnie z równaniem Schrödingera; gdy jednak jeden z podukładów jest urządzeniem pomiarowym, to ewolucja jest inna — następuje kolaps funkcji falowej. Druga trudność dotyczy rozróżnienia między klasycznym a kwantowym. W tym podejściu fizyka kwantowa musi odwoływać się do obiektów klasycznych, opisywanych przez fizykę klasyczną. Ta ostatnia ma więc wyróżnioną pozycję. Rzuca to cień na rzekomy fundamentalny i zupełny charakter mechaniki kwantowej. Co więcej, gdzie poprowadzić granicę między klasycznym a kwantowym? Stosunkowo niedawno stało się jasne, że nie jest to kwestia wielkości — największe obiekty wymagające opisu kwantowego ważą kilka ton, zaś z drugiej strony można przygotować atomy, dla których opis klasyczny jest adekwatny.

8. Modele pomiaru

Wobec takiego stanu rzeczy pojawiły się próby innego wyjaśnienia problemu pomiaru. Przedstawię krótko idee bardziej znanych podejść do tego problemu, ich ewentualne zalety i wady.

⁵ Ewolucja jest nie-unitarna, gdy jej operator nie jest unitarny. Fizyk powiada, że ewolucja jest niekausalna wtedy, gdy wcześniejsze stany układu nie wyznaczają, w sensie funkcji, stanów późniejszych.

1) Podejście Beltramettiego i Casinelliego przyjmuje po prostu, że nie ma superponowanych stanów W' , możliwe są tylko stany typu $|q_i\rangle|v_i\rangle$.⁶ Taki zakaz mówiący, że niektóre wektory nie reprezentują stanów, nazywa się technicznie regułą superselekcji. Przyjęcie takiej reguły wytwarza podział przestrzeni Hilberta na podprzestrzenie, takie, że „superponowanie” wektorów z danej podprzestrzeni jest dozwolone, „superponowanie” zaś wektorów z różnych podprzestrzeni zakazane. Automatycznie podobnym ograniczeniom podlegają operatory mające reprezentować obserwabla. Tylko te są dobre, których działanie nie prowadzi do superpozycji wektorów należących do różnych podprzestrzeni. Wniosek ten dotyczy również operatora U ewolucji w równaniu Schrödingera — niczego on nie reprezentuje, gdyż miesza wektory z różnych podprzestrzeni. Ponieważ U jest funkcyjnie zależny od hamiltonianu układu, który standardowo interpretowany jest jako operator całkowitej energii układu, stanowisko to prowadzi do wniosku, że hamiltonian nie może reprezentować całkowitej energii układu. Próba rozwiązania zagadki pomiaru prowadzi więc do daleko idącej rewizji mechaniki kwantowej.

2) W podejściu Daneriego, Loingera, Prosperiego dowodzi się, że w wypadku *kolekcji* pomiarów wykonanych na tak samo przygotowanych obiektach kwantowych, mierzone wielkości są niezależne od tego, czy stanem układu złożonego jest W' czy W'' .⁷ Jest to rozwiązanie problemu, ale tylko przy założeniu, że stany kwantowe są stanami *kolekcji* (ensambli) tak samo przygotowanych obiektów, czyli przy założeniu tzw. ensamblowej interpretacji mechaniki kwantowej. Interpretacja ta zupełnie słusznie znajduje się jednak w odwrocie.

3) Interpretacja Wignera odwołuje się do roli świadomego obserwatora. Jeśli ewolucja układu złożonego odbywa się bez udziału świadomego obserwatora, jej efektem jest superpozycja W' .⁸ Jeśli na końcu tego procesu znajduje się świadomy obserwator, który przecież *wie*, w którym stanie się znajduje, następuje przejście z superpozycji do któregoś ze stanów $|q_i\rangle|v_i\rangle$. Mimo atrakcyjności tego pomysłu dla dualistów psycho-fizycznych i pomysłowości Wignera, należy on do folkloru mechaniki kwantowej.

4) Interpretacja wielo-światowa Everetta-de Witta każe widzieć w każdym akcie pomiaru, w każdym oddziaływaniu między układami rozgałęzienie się świata na odpowiednio dużo innych światów⁹. Wszystkie światy są równie rzeczywiste, natomiast między niektórymi zachodzi relacja dostępności, a między innymi nie. W wypadku omawianego tu pomiaru, w każdym świecie stan układu jest dany

⁶ Tychże, *The Logic of Quantum Mechanics*, Reading, Mass. 1981, rozdz. 8.

⁷ Tychże, *Quantum Theory of Measurement and Ergodicity Conditions*, „Nuclear Physics”, 33, 1962, s. 297–319.

⁸ Tegoż, *Remarks on the Mind-Body Question*, w: I.J. Good (wyd.), *The Scientist Speculates*, London 1961.

⁹ H. Everett, *Relative State Formulation of Quantum Mechanics*, „Reviews of Modern Physics”, 29, 1957, s. 454–462, oraz B.S. de Witt, N. Graham (red.), *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton, N.J..

przez jakiś wektor $|q_i\rangle|v_i\rangle$. Kwantowo-mechaniczna superpozycja takich stanów opisuje stan układu we wszystkich istotnych światach. Obserwator tego nie może zaobserwować, bo nie ma dostępu do innych światów, w których zrealizowany jest inny od obserwowanego przez niego stan. Rozwiązanie to może być atrakcyjne jedynie dla realisty w kwestii istnienia innych światów. Co gorzej, jak zaobserwował Earman, dość absurdalną jego konsekwencją jest wprowadzanie globalnej zmiany własności czasoprzestrzeni przez lokalny akt pomiaru¹⁰.

Oczywiście, oprócz naszkicowanych tu pomysłów są również inne. Nie wspominał o nich, bo albo wymagają znacznych rewizji mechaniki kwantowej (np. model Bohma, model *quantum jumps*), albo są na tyle nowe, że ich dobrze nie znam (np. Alberta interpretacja *many-mind*, van Fraassena interpretacja modalna, interpretacja Hughesa).

Pomysł zwany dekoherencją jest również stosunkowo nowy¹¹. W odróżnieniu od większości wyżej omówionych podejść jest zachowawczy: stan układu złożonego ewoluuje zgodnie z równaniem Schrödingera. W efekcie pomiaru powstaje więc superpozycja W' . Takiego podwójnego układu nie można jednak traktować jako układu izolowanego. Oddziałuje on z dużą ilością układów z otoczenia. Co ważne, zakłada się, że są to oddziaływania opisywane przez mechanikę kwantową. W ich efekcie po bardzo krótkim czasie następuje przejście ze stanu W' do W'' . Jest to, w odróżnieniu od odpowiedzi klasycznej i większości rozważań dyskutowanych powyżej, model dynamiczny: powstaje stan odpowiadający kotowi Schrödingera, trwa tylko bardzo krótko, za jego przejście w stan klasyczny odpowiadają oddziaływania kwantowe. Model jest poprawny rachunkowo, w jego oryginalnej wersji występują jednak idealizacje i parametry do dopasowania¹². Jest to powodem, jak rozumiem, dla którego nigdy wśród filozofów fizyki nie cieszył się dobrą opinią. Zwróćmy jednak uwagę, że wspomniane idealizacje i dowolne parametry mają dwa różne źródła. Po pierwsze, trzeba jakoś opisać aparat pomiarowy (i jego oddziaływanie z otoczeniem) w kategoriach kwantowych. Jak zobaczymy, analiza omawianego eksperymentu radzi sobie doskonale z tym problemem wybierając odpowiedni obiekt pełniący rolę klasycznego aparatu pomiarowego. Po drugie, trzeba jakoś aproksymować, czym jest otoczenie. Po prostu tylko przy odpowiednim założeniu problem nadaje się do matematycznego rozwiązania. Taka idealizacja jest więc konieczna, można jedynie dyskutować, czy jest gorsza, czy lepsza od innych. Pomysł z dekoherencją zawsze więc będzie zawierał pewien element arbitralności, ale arbitralność taka występuje w więk-

¹⁰ J. Earman, *A Primer on Determinism*, Dordrecht, s. 224.

¹¹ A.O. Caldeira, A.J. Leggett, „Physica”, A 121, 587 (1983); E. Joos, H.D. Zeh, „Z. Phys.”, B 59, 223 (1985); W. Żurek, „Phys. Rev.”, D 24, 1516 (1981) i 26, 1862 (1982) oraz tegoż „Physics Today”, 44, 10, s. 36 (1991).

¹² Dwa różne obliczenia zakładające dekoherencję, ale różnie modelujące oddziaływanie z otoczeniem przedstawia W. Żurek w „Physics Today”, Oct. 1991, s. 36–44.

szości rozwiązań problemów fizycznych, choćby fizyki jądrowej czy ciała stałego. W ten więc sposób broniłbym modelu dekoherencji przed zarzutami mówiącymi, że jest to rozwiązanie *ad hoc*.

9. Pomysł eksperymentu

Propozycję eksperymentu zrealizowanego później z pewnymi modyfikacjami przedstawił w 1996 roku L. Davidovich ze współpracownikami.¹³ Pomysł jest następujący: należy najpierw przepuścić przez układ traktowany jako klasyczny aparat pierwszą cząstkę kwantową. Jeśli model dekoherencji jest poprawny, powinien choć na krótko powstać stan typu W' . W tak przygotowany układ należy wpuścić drugą cząstkę. Zachowanie drugiej cząstki będzie zależało od tego, czy układ jest w stanie W' , czy W'' . Zmieniając odstęp czasu między przelotem cząstki pierwszej i drugiej można ocenić, po jakim czasie stan W' przechodzi w stan W'' i jak to przejście wygląda. Przyjrzyjmy się najpierw schematowi zestawu eksperymentalnego (ryc. 1). Składa się on z następujących elementów: i) źródła cząstek B i filtra służącego do wyselekcjonowania cząstek poruszających się z odpowiednią prędkością, ii) wnęk rezonansowych R_1 i R_2 służących do przygotowania cząstek w odpowiednich stanach kwantowych, iii) wnękę rezonansowej C, w której zmagazynowane pole elektromagnetyczne pełni rolę klasycznego aparatu, iv) liczników D_e , D_g służących do zliczania cząstek w różnych stanach kwantowych.

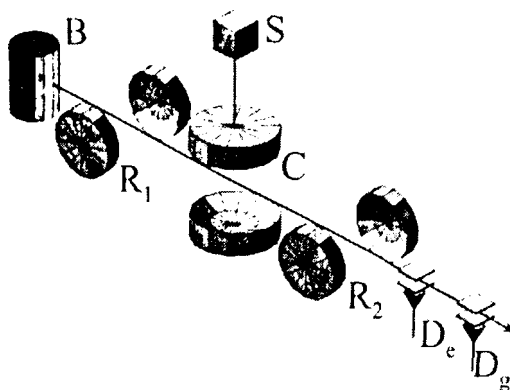
Czytelnika zaniepokoiła zapewne wiadomość, że rolę klasycznego aparatu pomiarowego pełni fala elektromagnetyczna zamknięta we wnęcie rezonansowej C. Jest ona wytwarzana we wnęcie przez wstrzyknięcie fotonów z zewnętrznego źródła S. Jej częstość jest zaś regulowana przez geometrię wnęki. Wnękę pozwala na jej przetrzymanie przez okres na tyle długi, aby mogły z nią oddziaływać dwie przelatujące cząstki. Taką falę możemy sobie wyobrażać jako sinusoidę, o pewnych amplitudzie i fazie. Powody, dla których wybrano taki obiekt do pełnienia roli aparatu klasycznego, są dwojakie. Po pierwsze, istnieje jego prosty opis kwantowy. Taka fala jest opisywana jako oscylator kwantowy. Do jej zdefiniowania wystarcza liczba zespolona α , taka że $|\alpha|$ równa jest średniej ilości wstrzykniętych fotonów. (Dokładniej mówiąc, zachodzi to dla pola odpowiadającego tzw. koherentnemu stanowi oscylatora kwantowego, tzn. takiego, który jest wektorem własnym operatora spolaryzowanego pola elektromagnetycznego, np. E^+ .)¹⁴ Jeśli zaś chodzi o fazę, to będziemy interesować się jedynie stanami przesuniętymi o π , które możemy zapisać jako $|\alpha\rangle$ i $|\!-\!\alpha\rangle$. Fakt, że taka, służąca za klasyczny obiekt,

¹³ L. Davidovich, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche, *Mesoscopic quantum decoherence in cavity QED: Preparation and decoherence monitoring schemes*, „Phys. Rev.”, A, 53, 3, 1996, p. 1295–1309.

¹⁴ Patrz R.J. Glauber, *Coherent and Incoherent States of the Radiation Field*, „Phys. Rev.”, 131, 6, 1963, s. 2766–2778.

fala ma opis kwantowy, pozwala rozwiązać analitycznie zagadnienie oddziaływania z otoczeniem. Drugą przesłanką do takiego wyboru obiektu jest pochodząca z modelu dekoherencji ocena, że wypadku prawdziwie makroskopowych obiektów przejście ze stanu typu W' do W'' jest zbyt szybkie aby dało się zaobserwować.

Prześledźmy teraz kolejno, jaką rolę pełnią elementy zestawu eksperymentalnego — patrz Ryc.1.



Ryc. 1 Schemat zestawu eksperymentalnego. B: źródło cząstek przygotowanych w stanie $|e\rangle$ i poruszających się z zadaną prędkością; R_1 i R_2 : wnęki rezonansowe krótkoczasowe; C: wnęka rezonansowa długoczasowa; D_e i D_g : liczniki jonizacyjne zliczające cząstki w stanach $|e\rangle$ i $|g\rangle$. Rysunek pochodzi z cytowanej pracy (Davidovich i inni).

i) Źródło składa się z pieca wytwarzającego atomy Rb oraz lasera wzbudzającego poziomy energetyczne atomów. W efekcie otrzymujemy atomy Rb w stanie odpowiadającym kwantowej liczbie energetycznej $n = 51$; stan ten zapisujemy jako $|e\rangle$. Jest to tzw. kolisty stan Rydbergowski, tzn. taki, w którym kwantowa liczba magnetyczna jest mniejsza o jeden od kwantowej liczby energetycznej atomu¹⁵. To stan bliski jonizacji i podatny na rezonans z polem elektromagnetycznym. Inny stan, którym będziemy się dalej zajmować odpowiada $n = 50$ — zapisujemy go jako $|g\rangle$.

ii) Filtr prędkości przepuszcza tylko takie atomy, których czas przelotu przez wnękę rezonansową R_1 (i R_2), odpowiada $\pi/2$ pulsu.

iii) Częstość fali we wnęcie rezonansowej R_1 (i R_2) jest dobrana do energii rezonansu $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$. Atom w stanie $|e\rangle$ „odbiera” $\pi/2$ pulsu, co gwarantuje, że z $|e\rangle$ powstaje superpozycja

$$|e\rangle \longrightarrow |\phi_{\text{atom}}\rangle = 1/\sqrt{2} (|e\rangle + |g\rangle)$$

¹⁵ R.G. Hulet, D. Kleppner, *Rydberg Atoms in 'Circular' States*, „Phys. Rev. Lett.”, 51, 16, 1983.

Natomiast gdyby na wejściu był atom w stanie $|g\rangle$, powstałaby superpozycja

$$|g\rangle \longrightarrow |\phi'_{\text{atom}}\rangle = 1/\sqrt{2} (-|e\rangle + |g\rangle)$$

Wnęka R_1 (i R_2) magazynuje falę jedynie na czas przelotu jednej cząstki. Innymi słowy, fala jest wstrzykiwana na nowo dla drugiego atomu z pary.

iii) C: wnęka rezonansowa magazynująca pole elektromagnetyczne o określonej częstotliwości przez okres potrzebny do przejścia *pary* atomów. Częstotliwość pola wnęki nie jest w rezonansie z przejściem $|e\rangle - |g\rangle$. Dlatego w wyniku przelotu atomu w stanie $|e\rangle$ lub $|g\rangle$ nie ma żadnych zmian w stanach atomowych. Natomiast jeśli atom jest w $|e\rangle$, to następuje zmiana fazy pola o π , czyli z $|\alpha\rangle$ na $|\alpha\rangle$, albo na odwrót. Nie ma natomiast zmiany fazy pola, gdy atom jest w stanie $|g\rangle$.

iv) Druga wnęka rezonansowa R_2 ma taki sam efekt na stany atomu jak R_1 , tzn.

$$|e\rangle \longrightarrow |\phi_{\text{atom}}\rangle = 1/\sqrt{2} (|e\rangle + |g\rangle)$$

$$|g\rangle \longrightarrow |\phi'_{\text{atom}}\rangle = 1/\sqrt{2} (-|e\rangle + |g\rangle)$$

Prześledźmy teraz jak zmieniają się stany układu po przejściu atomu przez kolejne elementy zestawu. Przyjmijmy, że najpierw przepuszczamy jeden atom Rb przygotowany w stanie $|e\rangle$. Po przejściu wnęki R_1 jest on w stanie:

$$|\phi_{\text{atom}}\rangle = 1/\sqrt{2} (|e\rangle + |g\rangle)$$

Po C układ „atom + pole” jest w stanie:

$$|\phi_{\text{atom} + \text{pole}}\rangle = 1/\sqrt{2} (|e\rangle|\alpha\rangle + |g\rangle|\alpha\rangle)$$

Po R_2 mamy stan:

$$|\phi'_{\text{atom} + \text{pole}}\rangle = 1/2 (|e\rangle|\alpha\rangle - |e\rangle|\alpha\rangle + |g\rangle|\alpha\rangle + |g\rangle|\alpha\rangle)$$

W jakim stanie znajdzie się teraz układ, gdy zmierzmy, że atom jest w $|e\rangle$? Będzie to stan:

$$|\phi_{\text{kot}}\rangle = 1/\sqrt{2} (|\alpha\rangle - |\alpha\rangle)$$

A gdy zmierzmy atom w $|g\rangle$? Wówczas pole będzie w stanie

$$|\phi'_{\text{kot}}\rangle = 1/\sqrt{2} (|\alpha\rangle + |\alpha\rangle)$$

Ogólnie, aby mieć te wyrażenia w jednej formule, zapisujemy

$$|\phi_{\text{kot}}\rangle = 1/\sqrt{2} (|\alpha\rangle + e^{i\theta}|\alpha\rangle),$$

gdzie $\theta = \pi$ dla atomu w $|e\rangle$ i $\theta = 0$ dla atomu w $|g\rangle$. Jak łatwo zauważyć, są to stany typu kota Schrödingera:

$$6) \quad W' = 1/N^2 [|\alpha\rangle\langle\alpha| + |\alpha\rangle\langle-\alpha| + e^{i\theta}|\alpha\rangle\langle\alpha| + e^{-i\theta}|\alpha\rangle\langle-\alpha|],$$

gdzie N^2 jest czynnikiem normującym.

Spróbujmy teraz „wpuścić” w tak przygotowanego kota drugi atom Rb, a następnie policzyć prawdopodobieństwo, że drugi atom znajduje się, powiedzmy, w $|e\rangle$ pod warunkiem, że pierwszy też jest w $|e\rangle$. Po przejściu R_1 , układ „Rb(2) + kot” znajduje się w stanie:

$$|\phi_{\text{atom2} + \text{kot}}\rangle = 1/\sqrt{2} (|e_2\rangle + |g_2\rangle) \otimes 1/\sqrt{2} (|\alpha\rangle + e^{i\theta}|\alpha\rangle).$$

Po przejściu C, gdzie $|e_2\rangle$ wywołuje zmianę fazy $|\alpha\rangle$, mamy

$$|\phi'_{\text{atom2} + \text{kot}}\rangle = 1/2 (|e_2\rangle|\alpha\rangle + |g_2\rangle|\alpha\rangle + e^{i\theta}(|e_2\rangle|\alpha\rangle + |g_2\rangle|\alpha\rangle).$$

Po przejściu przez R_2 , które zamienia $|e\rangle$ i $|g\rangle$ w odpowiednie superpozycje, mamy:

$$|\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}\rangle = 1/(2\sqrt{2}) \{(|e_2\rangle|\alpha\rangle + |g_2\rangle|\alpha\rangle + |g_2\rangle|\alpha\rangle - |e_2\rangle|\alpha\rangle + e^{i0}(|e_2\rangle|\alpha\rangle + |g_2\rangle|\alpha\rangle + |g_2\rangle|\alpha\rangle - |e_2\rangle|\alpha\rangle)\}.$$

Korzystając z wzoru (3') możemy teraz policzyć prawdopodobieństwo $p(e_2)$, że drugi atom zarejestrowany zostanie w stanie $|e_2\rangle$. Operator reprezentujący pomiar stanu atomowego $|e_2\rangle$, ale nie mający wpływu na stany polowe, jest operatorem złożonym $P_{|e_2\rangle} \otimes I$. Dlatego mamy:

$$p(e_2) = \langle\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}| P_{|e_2\rangle} \otimes I |\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}\rangle = \langle\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}| e_2\rangle\langle e_2| \otimes I |\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}\rangle.$$

Oceńmy najpierw działanie tego operatora na wektor $|\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}\rangle$ z prawej strony. Wektor ten składa się z czynników $|e_2\rangle|\alpha\rangle$, $|g_2\rangle|\alpha\rangle$, $|g_2\rangle|\alpha\rangle$, $|e_2\rangle|\alpha\rangle$. Zbadajmy działanie tego operatora na jeden z czynników:

$$(|e_2\rangle\langle e_2| \otimes I) (|g_2\rangle|\alpha\rangle) = |e_2\rangle\langle e_2|g_2\rangle \otimes I |\alpha\rangle = |e_2\rangle\langle e_2|g_2\rangle|\alpha\rangle = 0$$

(z powodu ortogonalności wektorów $|e_2\rangle$ i $|g_2\rangle$). Stąd wniosek, że działanie to będzie dawało różny od zera wynik jedynie dla wektorów ze stanem atomowym $|e_2\rangle$. Mamy wobec tego

$$p(e_2) = 1/(2\sqrt{2}) \langle\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}| (|e_2\rangle|\alpha\rangle - |e_2\rangle|\alpha\rangle + e^{i0}|e_2\rangle|\alpha\rangle - e^{i0}|e_2\rangle|\alpha\rangle).$$

Rozważając teraz prawą stronę i rozumując jak poprzednio zauważamy, że niezerowy wkład wnoszą jedynie następujące składowe stanu $\langle\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}|$: $\langle\alpha|e_2\rangle$, $\langle\alpha|e_2\rangle$, $e^{-i0}\langle\alpha|e_2\rangle$, $-e^{-i0}\langle\alpha|e_2\rangle$. Wykonując powyższe działanie i przyjmując, że wektory $|\alpha\rangle$ i $|\alpha\rangle$ są ortogonalne, otrzymujemy:

$$p(e_2) = 1/8 (1 + 1 - e^{i0} - e^{i0} - e^{-i0} - e^{-i0} + 1 + 1) = 1/2 (1 - \cos \theta).$$

Powtarzając rachunki dla prawdopodobieństwa znalezienia drugiego atomu w stanie $|g\rangle$, otrzymamy:

$$p(g_2) = \langle\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}| P_{|g_2\rangle} \otimes I |\phi''_{\text{atom2} + \text{kot}}\rangle = 1/2 (1 + \cos \theta)$$

Co te równania znaczą? Przypominając naszą konwencję, jeśli $\theta = 0$, czyli atom pierwszy w $|g_1\rangle$, to $p(g_2) = 1$ i $p(e_2) = 0$. Jeśli $\theta = \pi$, czyli atom pierwszy $|e_1\rangle$, to $p(e_2) = 1$ i $p(g_2) = 0$. Czyli mamy doskonałą korelację: atom drugi jest dokładnie w tym stanie, co pierwszy.

Zastanówmy się teraz, co otrzymalibyśmy, gdybyśmy przepuszczali drugi atom Rb przez „klasycznego kota”, tzn. przez pole w stanie mieszanym $1/2 P_{|\alpha\rangle} + 1/2 P_{|\alpha\rangle}$, czyli przez

$$W'' = 1/2 |\alpha\rangle\langle\alpha| + 1/2 |\alpha\rangle\langle\alpha|$$

Drugi atom po przejściu wewnątrz R_1 jest w stanie $|x\rangle = 1/\sqrt{2} (|e_2\rangle + |g_2\rangle)$. Ze względów rachunkowych lepiej jest operować operatorem rzutującym $P_x = |x\rangle\langle x|$. Stan układu „pole + atom” jest dany jako:

$$W'' \otimes P_x = 1/2 (|\alpha\rangle\langle\alpha| + |\alpha\rangle\langle\alpha|) \otimes |x\rangle\langle x| =$$

$$1/2 (|\alpha\rangle\langle\alpha| \otimes |x\rangle\langle x| + |\alpha\rangle\langle\alpha| \otimes |x\rangle\langle x| =$$

$$1/2 (|x\rangle|\alpha\rangle\langle\alpha|\langle x| + |x\rangle|\alpha\rangle\langle\alpha|\langle x|) =$$

$$1/4 (|e_2\rangle + |g_2\rangle)|\alpha\rangle\langle\alpha|(\langle e_2| + \langle g_2|) + (|e_2\rangle + |g_2\rangle)|\alpha\rangle\langle\alpha|(\langle e_2| + \langle g_2|) =$$

$$1/4(|e_2\rangle|\alpha\rangle\langle\alpha|\langle e_2| + |e_2\rangle|\alpha\rangle\langle\alpha|\langle g_2| + |g_2\rangle|\alpha\rangle\langle\alpha|\langle e_2| + |g_2\rangle|\alpha\rangle\langle\alpha|\langle g_2| + \\ + |e_2\rangle|-\alpha\rangle\langle-\alpha|\langle e_2| + |e_2\rangle|-\alpha\rangle\langle-\alpha|\langle g_2| + |g_2\rangle|-\alpha\rangle\langle-\alpha|\langle e_2| + |g_2\rangle|-\alpha\rangle\langle-\alpha|\langle g_2|) = D$$

Postępując podobnie jak w poprzednim wypadku, należy kolejno znaleźć stan układu *drugi atom i pole* po przejściu przez atom wnęki C i wnęki R_2 , aby w końcu zapytać, jakie jest prawdopodobieństwo, że drugi atom zostanie zarejestrowany w stanie $|e_2\rangle$ (albo $|g_2\rangle$). Okazuje się, że oba prawdopodobieństwa wynoszą $1/2$ i są niezależne od tego, w jakim stanie został zarejestrowany pierwszy atom.

Podsumujmy dotychczasowe wyniki. Jeśli stan pola jest superpozycją W' , powinniśmy oczekiwać doskonałej korelacji między mierzonymi stanami pierwszego i drugiego atomu — drugi atom będzie w tym samym stanie co pierwszy. Jeśli zaś stan pola jest mieszaniną W'' , to oczekujemy całkowitego braku korelacji — prawdopodobieństwo, że drugi atom jest w określonym stanie, wynosi $1/2$, niezależnie od tego, w jakim stanie jest pierwszy. Możemy się więc spodziewać, że jeśli model dekoherencji jest poprawny, to jeśli drugi atom będziemy wpuszczać w urządzenie natychmiast po pierwszym, będziemy obserwować doskonałą korelację między ich stanami. Jeśli zaś odstęp czasu między atomami z tej samej pary będzie odpowiednio długi, powinniśmy obserwować całkowity brak korelacji. Czyli, zmieniając odpowiednio odstęp czasu między atomami należącymi do takich par, powinniśmy eksperymentalnie ocenić, co znaczą owe „natychmiast” i „odpowiednio długo”. Co więcej, obserwując zależność korelacji od odstęp czasu między atomami (czy zmienia się ona w sposób skokowy, czy raczej ciągły) możemy dowiedzieć się czegoś o mechanizmie przejścia stanu pola z W' w W'' , i w ten sposób ocenić poprawność modelu dekoherencji. Zajmijmy się najpierw tą ostatnią kwestią, pytając jak — zgodnie z wspomnianym modelem — następuje ewolucja stanów pola.

10. Dekoherencja pola¹⁶

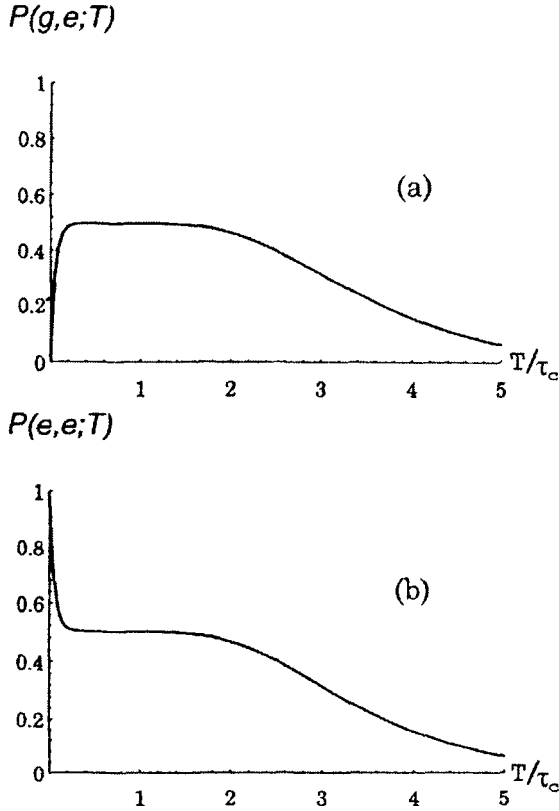
Podstawowym założeniem modelu jest pomysł, że za ewolucję stanu pola odpowiedzialna jest dyssypacja energii pola do otoczenia. Fala zamknięta we wnęcie rezonansowej C zanika, gdyż jej energia „ucieka” do otoczenia. Drugie założenie dotyczy modelowania otoczenia. Przyjmuje się, że otoczenie składa się z dużej ilości oscylatorów termicznych w temperaturze zera bezwzględnego. Oba założenia mają pewien arbitralny charakter, o którym wspominałem w rozdziale 8. Ale dla modelu takiego jak dekoherencja, tzn. zakładającego jakieś oddziaływania o charakterze statystycznym z otoczeniem, są one nie do uniknięcia. Na ich obronę można przytoczyć poczucie naturalności, o którym zwykle mówią fizycy. Wreszcie,

¹⁶ Davidovich i inni, dz. cyt.

są dobre, bo odtwarzają obserwowane zmiany korelacji. Nie będę tu wyprowadzał formuły opisującej ewolucję stanu pola oddziałującego z tak reprezentowanym otoczeniem, spróbuję ją tylko zanalizować¹⁷. Wygląda ona następująco:

7)
$$W(T) = 1/N^2 [|\alpha e^{-\gamma T/2}\rangle\langle\alpha e^{-\gamma T/2}| + |-\alpha e^{-\gamma T/2}\rangle\langle-\alpha e^{-\gamma T/2}| + \exp(-2|\alpha|^2(1-e^{-\gamma T})) (e^{i\Theta} |-\alpha e^{-\gamma T/2}\rangle\langle\alpha e^{-\gamma T/2}| + e^{-i\Theta} |\alpha e^{-\gamma T/2}\rangle\langle-\alpha e^{-\gamma T/2}|)],$$
gdzie N^2 jest czynnikiem normującym, a $\gamma = 1/\tau_c$, gdzie τ_c jest czasem relaksacji pola we wnęce, czyli czasem potrzebnym na to, aby połowa energii pola wyciekła do otoczenia. Współczynnik ten charakteryzuje dobroć wnęki. Dla $T = 0$ wyrażenie powyższe daje superpozycję z równania (6). Za przejście z superpozycji W' do mieszaniny W'' , czyli wycinanie członów niediagonalnych (drugi wiersz równania 7) odpowiedzialny jest czynnik $\exp(-2|\alpha|^2(1-e^{-\gamma T}))$. Dla T zmierzającego w granicy do zera, czynnik ten zachowuje się tak jak $\exp(-2|\alpha|^2\gamma T)$. Oznacza to, że człony niediagonalne w (7) zanikają eksponencjalnie, z czasem połowicznego zaniku równym $\tau_c/2|\alpha|^2$. Pamiętając, że $|\alpha|^2$ odpowiada liczbie fotonów zmagazynowanych we wnęce rezonansowej, otrzymujemy, że przejście z W' do W'' jest tym szybsze, im szybciej wycieka energia z wnęki i im bardziej makroskopowy (tzn. odpowiadający większej liczbie fotonów) jest stan pola. Wracając do eksperymentu, wyrażenie (7) może nam posłużyć do wyliczenia zależności między korelacją stanów atomu drugiego i pierwszego a odstępem czasu T , po którym oddziałują z polem we wnęce C. Ryc. 2 przedstawia zależności $p(e,e,T)$ i $p(g,e,T)$ od czasu, gdzie $p(g,e,T)$ oznacza prawdopodobieństwo znalezienia drugiego atomu w stanie $|e\rangle$ pod warunkiem, że pierwszy był w stanie $|g\rangle$ przy odstępnie czasu T , dla $|\alpha|^2 = 10$, i analogicznie dla $p(e, e, T)$. Istotnie, dla T zmierzającego do zera mamy oczekiwaną doskonałą korelację (antykorelację). Następnie wykresy osiągają wartość $1/2$ i stają się płaskie, co odpowiada całkowitemu brakowi korelacji. Dalszy spadek prawdopodobieństw, pozornie niezgodny z oczekiwaniami, jest efektem zaniku pola w wnęce C. Podsumowując, model dekoherencji przewiduje, że przejście z superpozycji W' do mieszaniny W'' ma charakter ciągły, co odzwierciedla się w ciągłej zależności prawdopodobieństw $p(g,e,T)$, $p(e,e,T)$ od czasu.

¹⁷ Zainteresowanego Czytelnika odsyłam do cytowanej pracy Davidovicha oraz książki: J. Purina, *Quantum Statistics of Linear and Non Linear Optical Phenomena*, Dordrecht 1984.



Ryc.2 Prawdopodobieństwa warunkowe $p(g,e,T)$ i $p(e,e,T)$ w zależności od odstępu czasu T między atomami, gdzie τ_c jest czasem relaksacji wneki, a $|\alpha|^2 = 10$. Wykres pochodzi z cytowanej pracy Davidovicha. Tam też można znaleźć istotne obliczenia.

11. Eksperyment rzeczywisty

Doświadczenie realizujące powyżej przedstawioną propozycję zostało wykonane w 1996 roku. Opisuje je cytowana praca M. Brune'a. Było ono bardziej wyrafinowane od omówionej propozycji, gdyż autorzy badali również zależność korelacji stanów atomowych od wartości przesunięcia ϕ fazy pola zmienianej w przedziale 0.1–0.7 radiana (zgodnie z propozycją miało ono być stałe i wynosić $\pm\pi$). Przy zmianie fazy o $\pm\pi$, stany pola zapisywaliśmy po prostu jako $|\alpha\rangle$ i $|\neg\alpha\rangle$. Natomiast przy dowolnej zmianie ϕ fazy, stan zmienionego pola powinniśmy zapisywać jako $|\alpha e^{i\phi}\rangle$. Po drugie, zgodnie z propozycją superpozycja stanu atomu miała być „równoważona”, tzn. miała mieć postać $1/\sqrt{2} (|e\rangle + |g\rangle)$. W eksperymencie rzeczywistym „uzmienniano” skład takich superpozycji, poddając

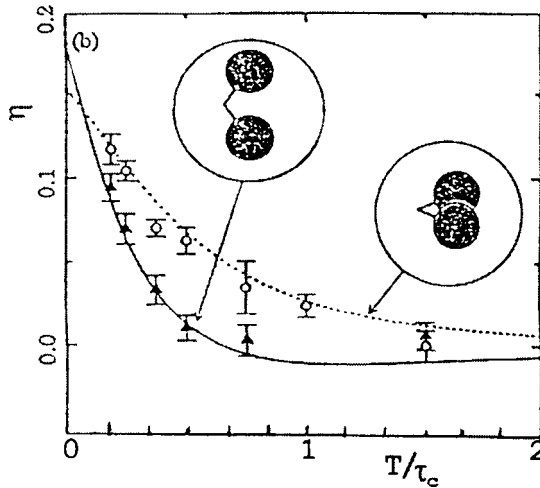
atomy oddziaływaniu we wnękach R_1 , R_2 z polem o częstotliwości ν zbliżonej do energii rezonansu $|e\rangle - |g\rangle$. Atom po przejściu wnęki R_1 był więc w stanie:

$$|\phi_{\text{atom}}\rangle = 1/\sqrt{|c_1|^2 + |c_2|^2} (c_1|e\rangle + c_2|g\rangle),$$

gdzie zespolone współczynniki c_1 , c_2 zależą od częstotliwości ν . Po przejściu przez atom wnęki C, układ „atom + pole” był zaś w stanie:

$$|\phi_{\text{atom} + \text{pole}}\rangle = 1/\sqrt{|c_1|^2 + |c_2|^2} (c_1|e\rangle |\alpha e^{i\phi}\rangle + c_2|g\rangle |\alpha e^{-i\phi}\rangle),$$

gdyż, nieco inaczej niż w propozycji, stan $|e\rangle$ „przełącza” fazę pola o ϕ , a stan $|g\rangle$ — o $-\phi$. Ogólnie więc należałoby oczekiwać, że prawdopodobieństwa korelacji typu $p(e, g, T)$ będą zależne i od przesunięcia fazy ϕ , i od częstotliwości ν . Okazuje się jednak z teorii, że istnieje pewien współczynnik, mianowicie różnica prawdopodobieństw warunkowych: $\eta = p(e, e, T) - p(e, g, T)$, który uśredniony po ν ma dość prosty przebieg. Mierzac uśrednione η w zależności od odstępu czasu T między atomami otrzymano bardzo dobrą zgodność wyliczeniami teoretycznymi — patrz ryc. 3. Warto zauważyć, że dekoherencja zachodzi szybciej przy większej odległości kątowej 2ϕ między składowymi pola. Czas przejścia z superpozycji W' do mieszaniny W'' jest rzędu 10^{-5} sekundy.



Ryc. 3 Uśredniona po częstotliwości ν wartość współczynnika $\eta = p(e, e, T) - p(e, g, T)$ w zależności od odstępu czasu T . Linia ciągła i przerywana reprezentują zależności wyliczone z teorii, zaś kółka i trójkąty — dane doświadczalne. Linia ciągła i trójkąty reprezentują tę zależność dla $2\phi=113^\circ$, linia przerywana i kółka — dla $2\phi=46^\circ$. Rysunki w okręgach przedstawiają składowe pola po przejściu pierwszego atomu z pary. Współczynnik wnęki τ_c równy jest $160 \mu\text{s}$, $|\alpha|^2 = 3.3$. Rysunek pochodzi z cytowanej pracy Brune'a).

12. Wnioski

Natychmiastowy wniosek z omawianego doświadczenia to potwierdzenie modelu dekoherencji. Patrząc na sprawę bardziej ogólnie, obserwacje wskazują, że u podstaw przejścia z superpozycji W' do stanu mieszanego W'' tkwią oddziaływania. Postulat projekcyjny von Neumanna nie odzwierciedla innego od Schrödingerowskiego typu ewolucji. Nie jest to jakieś natychmiastowe przejście o, powiedzmy, naturze jedynie logicznej. U podstaw postulatu stoją oddziaływania układu pomiarowego z otoczeniem. Co ważne, wbrew opinii Bohra i zwolenników interpretacji kopenhaskiej, nie musimy zakładać wyróżnionej pozycji fizyki klasycznej, która jest jakoby konieczna do zdania sprawy z kwantowych pomiarów. Pomiar taki jest, jak się okazuje, poprawnie opisany od wewnątrz, z pozycji mechaniki kwantowej. Wreszcie, wniosek najbardziej bulwersujący dla filozofów: układy makroskopowe znajdują się, choć niezwykle krótko, w stanach superponowanych, typu „wskazania $+1$ i równocześnie wskazanie -1 ”. W nadziei, że żaden postmodernista i zwolennik sprzeczności nie doczyta tej pracy do końca, dodam: pojmując w sposób naturalny pojęcie stanu, oznacza to, że są stany będące równoczesnym złożeniem dwóch, klasycznie wykluczających się, stanów.

Dziękuję za pomoc fizykom z Zakładu Optyki Atomowej Instytutu Fizyki U.J. i dr Tadeuszowi Chmajowi z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie.