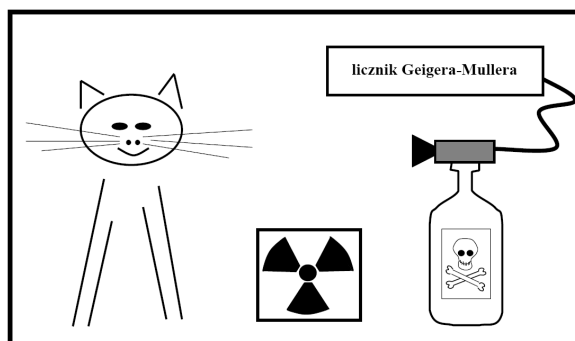


Paradoksy mechaniki kwantowej

Chociaż przewidywania mechaniki kwantowej są w doskonałej zgodności z eksperymentem, interpretacyjna strona teorii budzi poważne spory. Przebieg zjawisk w świecie kwantowym kłóci się bowiem często ze zdrowym rozsądkiem. Sami twórcy mechaniki kwantowej jak Albert Einstein czy Erwin Schrödinger przedstawiali sytuacje – myślowe eksperymenty – ujawniające paradoksalność kwantowej rzeczywistości. Badaj najsłynniejszym jest *paradoks kota Schrödingera*.

Kot Schrödingera

Wyobraźmy sobie, że zamykamy kota w szczelnej klatce, w której umieszczona jest substancja radioaktywna oraz licznik Geigera-Müllera. Na sygnał, że nastąpił radioaktywny rozpad, licznik uruchamia urządzenie uwalniające truciznę zdolną zabić kota. Przyjmujemy, że w czasie, w którym prowadzimy doświadczenie, radioaktywny rozpad nastąpi z prawdopodobieństwem $1/2$; z takim samym prawdopodobieństwem rozpad nie nastąpi. Rozpadem rządzi mechanika kwantowa, więc radioaktywne jądro atomowe jest w stanie będącym superpozycją stanu odpowiadającego rozpadowi i stanu bez rozpadu. Jeśli licznik Geigera-Müllera zarejestruje rozpad, uwolniona jest trucizna i kot jest martwy. Ponieważ rozpad następuje z prawdopodobieństwem $1/2$, kot jest żywy bądź martwy z prawdopodobieństwem $1/2$. Paradoksalność sytuacji polega na tym, że zgodnie z kopenhaską interpretacją mechaniki kwantowej stan kota będzie określony dopiero po wykonaniu pomiaru – zajrzeniu do klatki. Funkcja falowa kota skolapsuje – skurczy się wtedy do stanu kota żywego albo kota martwego. Do tego czasu kot jest w kwantowym stanie będącym superpozycją, mieszaniną życia i śmierci.

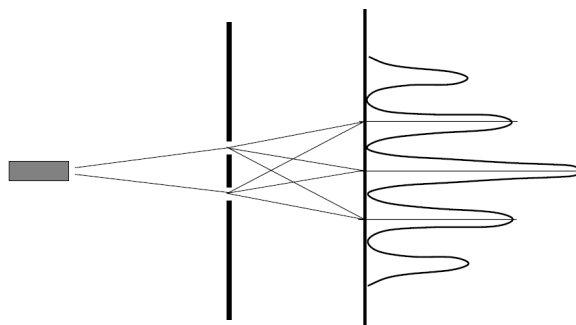


Paradoks kota Schrödingera wynika z zastosowania fundamentalnej dla mechaniki kwantowej zasady superpozycji stanów do obiektu makroskopowego. Akceptujemy, że np. elektron może być w mieszaninie różnych stanów, protestujemy, gdy tę samą zasadę zastosować do obiektu makroskopowego. Należy w tym miejscu podkreślić, że zasada superpozycji stanów jest na wiele sposobów potwierdzona doświadczalnie.

Efekt superpozycji stanów zaobserwowano bodaj pierwszy raz w słynnym eksperymencie Davissona-Germera w 1927 roku, w którym badano rozpraszanie wiązki elektronów na kryształach niklu. Stwierdzono występowanie (w pełnej zgodności z prawem Bragga znanym wcześniej dla promieniowania Roentgena) interferencji fali de Broglie'a elektronów rozpraszających się na powierzchni kryształu i na kolejnych warstwach atomów niklu. Innymi słowy obecna była superpozycja stanów elektronu odbitego w różnych miejscach kryształu.

Eksperyment Younga

Problem interferencji fali de Broglie'a czy superpozycji stanów omawia się zwykle w kontekście doświadczenia Younga, w którym na początku XIX wieku wykazano falową naturę światła. Mamy więc wiązkę, powiedzmy, elektronów o jednakowej energii trafiającą na przeszkodę z dwoma szczelinami.



Szerokość szczelin i odległość między nimi są rzędu długości fali de Broglie'a. Za przeszkodą umieszczony jest detektor rejestrujący położenie elektronu. Obserwujemy charakterystyczny obraz interferencyjny z maksimami i minimami, będący efektem superpozycji stanów odpowiadających, odpowiednio, przejściu przez lewą szczelinę i przejściu przez prawą szczelinę. Maksima powstają w miejscach, gdzie różnica drogi od dwóch szczelin jest całkowitą wielokrotnością długości fali de Broglie'a, mima zaś tam, gdzie różnica drogi od dwóch szczelin jest równa całkowitej wielokrotności długości fali de Broglie'a plus połówka fali.

Od czasu słynnych pomiarów Davissona i Germera wykonano liczne doświadczenia analogiczne do historycznego eksperymentu Younga, aby poznać różne aspekty kwantowo-mechanicznej superpozycji czy interferencji stanów. I tak przeprowadzono pomiary przy bardzo niskiej intensywności wiązki elektronów, tak niskiej, że na drodze od źródła do ekranu nie było więcej niż jeden elektron w tym samym czasie. Chodziło o sprawdzenie, czy interferują fale towarzyszące różnym elektronom (taki pogląd był dość powszechny u zarania mechaniki kwantowej), czy też interferuje sama ze sobą fala jednego elektronu. Wynik eksperymentu jednoznacznie wskazał na tę drugą możliwość.

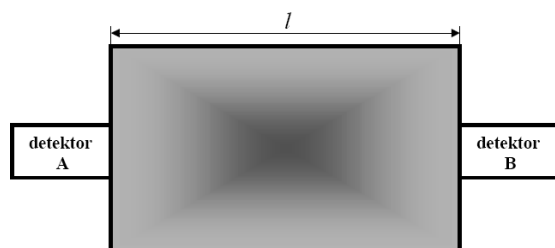
Doświadczenia przypominające eksperyment Younga wykonywano z wiązkami coraz większych obiektów. W ostatnich latach zademonstrowano występowanie interferencji różnych stanów niezwyklej molekuly C^{60} – 60 atomów ułożonych w futbolową piłkę. Choć nawet takiej dużej molekuły daleko, oczywiście, do kota, jednak C^{60} to nie jeden, lecz 360 elektronów, 60 jąder atomowych tworzonych przez 720 nukleonów. Z punktu widzenia mechaniki kwantowej molekula C^{60} zachowywała się jak jeden elektron. Sugeruje to, że również kot Schrödingera może być w mieszaninie stanów życia i śmierci niezależnie od tego jak dziwnym nam się to wydaje.

Ponieważ pomiar powoduje wybór jednego z mieszaniny stanów, stwierdzenie przez którą ze szczelin przeleciał elektron w doświadczeniu Younga, powinno zniszczyć obraz interferencyjny. Ostatnio udało się wykonać finezyjny eksperyment pokazujący, że tak faktycznie się dzieje. Eksperymentowano ze wzbudzonymi molekułami, które emitując foton mogły informować, którą z dwóch dróg przebyły. Wykazano, że jeśli wiemy przez którą szczelinę przechodzi cząsteczka, obraz interferencyjny znika.

Kolaps funkcji falowej i przyczynowość

Zgodnie z kopenhaską interpretacją mechaniki kwantowej pomiar powoduje, że układ wybiera stan odpowiadający danemu wynikowi pomiaru; funkcja falowa kurczy się – kolapsuje – do określonej funkcji własnej operatora wielkości, którą mierzymy. Jeśli np. interesuje nas energia układu znajdującego się w stanie będącym mieszaniną stanów o różnych energiach i w wyniku pomiaru uzyskamy energię E , to układ wybierze w wyniku pomiaru stan opisywany funkcją własną operatora energii odpowiadającą energii własnej E .

Koncepcja kolapsu funkcji falowej budzi kontrowersje szczególnie ze względu na trudności w pogodzeniu jej z zasadą przyczynowości. Aby wyjaśnić, o co idzie, rozważmy elektron uwięziony w makroskopowym pudle pokazanym na rysunku. Elektron jest słabo zlokalizowany i z równym prawdopodobieństwem może go zarejestrować detektor A lub detektor B. Jeśli jednak zarejestruje go, powiedzmy, detektor A, to nie może go zarejestrować detektor B. Jednak informacja, że elektron został zarejestrowany przez detektor A, będzie dostępna w miejscu, gdzie znajduje się detektor B dopiero po czasie l/c , gdzie l jest odległością między detektorami, a c prędkością światła. Można by sądzić, że do tego czasu to, co zdarzyło się w detektorze A nie może mieć wpływu na detektor B. Gdyby jednak tak było, oba detektory mogłyby zarejestrować elektron.

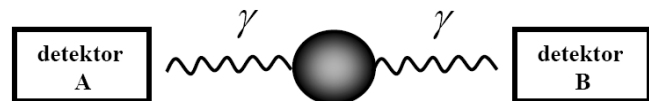


Rejestracja elektronu przez oba detektory naruszałoby nie tylko zachowanie prawdopodobieństwa, ale również zachowanie ładunku. Aby uniknąć takiej sytuacji, przyjmuje się, że kolaps funkcji falowej następuje natychmiastowo w całej przestrzeni. Jeśli detektor A zarejestrował elektron, funkcja falowa natychmiast kolapsuje do funkcji delta zlokalizowanej w miejscu, gdzie znajduje się detektor A, więc detektor B nie może już zarejestrować elektronu.

Kwestią bardziej złożoną jest pytanie, czy natychmiastowy kolaps funkcji falowej prowadzi do naruszenia przyczynowości. Wydaje się, że nie, bowiem nie widać możliwości, aby wykorzystać nieskończenie szybki kolaps funkcji falowej do przesłania informacji z prędkością większą niż prędkość światła.

Paradoks EPR

Paradoks EPR to myślowy eksperyment zaproponowany przez Alberta Einsteina, Borysa Podolsky'ego i Nathana Rosena w 1935 roku, który miał wykazać, że mechanika kwantowa nie jest teorią kompletną. Problem najłatwiej uchwycić w sformułowaniu przedstawionym przez Dawida Bohma. Otóż wyobraźmy sobie, że mamy atom, w którym pewnemu przejściu między dwoma stanami towarzyszy emisja dwóch fotonów. Zakładamy, że wspomniane stany atomu mają ten sam moment pędu, więc całkowity moment pędu fotonów jest zerowy. Ponadto zakładamy, że względny orbitalny moment pędu fotonów jest też zerowy. A ponieważ foton ma spin – wewnętrzny moment pędu – równy \hbar , więc spiny obu fotonów muszą być przeciwnie skierowane, tak aby całkowity spin zniknął.



Operatory składowych spinu, tak jak momentu pędu, nie komutują ze sobą, więc jednocześnie można zmierzyć tylko jedną składową spinu. Wyobraźmy sobie teraz, że mierzymy spiny fotonów pochodzących z dwufotonowego przejścia atomowego. Jeśli z pomocą detektora A stwierdzamy, że, powiedzmy, składowa x spinu fotonu równa jest \hbar ($S_x = \hbar$), to składowa x spinu drugiego fotonu równa jest $-\hbar$ ($S_x = -\hbar$), tak aby całkowity spin w kierunku x był zerowy. Nie możemy zmierzyć dwóch składowych spinu tego samego fotonu, możemy jednak zmierzyć S_x jednego i S_y drugiego. Jeśli więc zmierzmy S_y drugiego fotonu dzięki detektorowi B i wyjdzie nam, powiedzmy, $S_y = \hbar$, to dla spinu pierwszego fotonu mamy $S_y = -\hbar$. W ten sposób określiliśmy S_x i S_y każdego fotonu, czyli więcej niż mechanika kwantowa zdaje się dopuszczać. Wykorzystaliśmy przy tym korelacje między spinami fotonów wynikającą z zachowania momentu pędu. W ostatnich latach istnienie takich korelacji zostało potwierdzone doświadczalnie.

Wykład XX cd.

Mechanika kwantowa

Warto tutaj jeszcze zwrócić uwagę na podniesiony już problem natychmiastowego kolapsu funkcji falowej. Niezależnie od tego jak daleko od siebie są detektory A i B, wyniki ich pomiarów są ściśle skorelowane. Detektory A i B mogą dawać wyniki $S_x = \hbar$, $S_x = 0$, $S_x = -\hbar$. Jeśli jednak detektor A wskazuje, że $S_x = \hbar$, to detektor B musi pokazać, że $S_x = -\hbar$.

W ostatnich latach badania podstaw mechaniki kwantowej stały się domeną fizyki doświadczalnej. Przeprowadzono wiele niezwykle wyrafinowanych eksperymentów, których wyniki zawsze zgadzały z przewidywaniami mechaniki kwantowej. Teoria ta zapewne więc prawidłowo opisuje rzeczywistość, chociaż świat kwantów często trudno pogodzić ze zdrowym rozsądkiem.