

Czy mechanika kwantowa jest teorią kompletną?

Prof. dr Grzegorz BIAŁKOWSKI

Niewątpliwie tą teorią fizyczną, która najbardziej współdecyduje o obliczu fizyki współczesnej, jest mechanika kwantowa. Szereg jej twierdzeń i postulatów trudno zrozumieć w świetle naszego doświadczenia codziennego. Toteż właściwie od momentu jej powstania — a upływa właśnie pięćdziesiąt lat, odkąd przyjęła postać niemal definitywną — budziła ona wiele wątpliwości i prowokowała do sprzeciwu. Do dziś szereg kwestii interpretacyjnych nie znalazło jeszcze ostatecznego wyjaśnienia i nie brak fizyków, którzy się spodziewają, że stanie się to w końcu powodem do sformułowania nowej, lepszej teorii. Jakkolwiek nikt w zasadzie nie wątpi, że mechanika kwantowa, podobnie jak wszystkie pozostałe teorie fizyczne, zostanie z czasem zastąpiona przez inną koncepcję, której ona sama stanie się tylko jakąś wersją graniczną czy przybliżoną, to przecież trzeba powiedzieć, że na razie brak jest przesłanek fizycznych do sformułowania takiej koncepcji. Po prostu mechanika kwantowa, jak dotąd, przechodzi zwycięsko rozmaite testy eksperymentalne, wobec czego zastrzeżenia, wysuwane przeciwko tej teorii mają swoje źródło nie w trudnościach czysto naukowych, ale, można powiedzieć, w jej ogólnym klimacie pojęciowym, a może nawet filozoficznym.



W artykule tym chcę poruszyć jedną z podstawowych kwestii podnoszonych przez oponentów mechaniki kwantowej, a mianowicie — czy teoria ta jest kompletna?

Pytanie to w wersji bardziej rozwiniętej możnaby wypowiedzieć następująco: czy w mechanice kwantowej znajdują swoje odzwierciedlenie wszystkie elementy rzeczywistości danej w doświadczeniu?

Łatwo dostrzec, która cecha mechaniki kwantowej prowokuje do postawienia takiego pytania. Jak wiadomo — a mówi się o tym w setkach i tysiącach mniej lub bardziej udanych artykułów i książek popularnych — mechanika kwantowa nie jest teorią deterministyczną w sensie fizyki klasycznej. W mechanice, stworzonej przez Galileusza i Newtona, znając położenie i prędkość (lub położenie i pęd) ciała materialnego, które dla uproszczenia potraktujemy jako punkt materialny, można przewidzieć cały przyszły ruch tego ciała (a więc podać położenie i pęd w każdej chwili późniejszej), a także ustalić, jaki był ruch tego ciała w przeszłości. Wszystko to, oczywiście, przy założeniu, że znane są całkowicie wszystkie siły działające na ciało w przeszłości i w przyszłości. Inaczej z mechaniką kwantową; zgodnie bowiem z prawami kwantowymi nie jest spełniony już ów wstępny warunek, a mianowicie nie jest możliwy jednoczesny dowolnie dokładny pomiar położenia i prędkości żadnego obiektu kwantowego. Nie jest więc też możliwe precyzyjne przewidywanie ruchu takiego obiektu. Całkowita informacja, na którą nam pozwala mechanika kwantowa sprowadza się do prawdopodobieństwa, że przyszłe zachowanie obiektu kwantowego będzie takie a takie. Tak więc na to, aby sprawdzać prawa kwantowe musimy mieć do dyspozycji bardzo wiele identycznych obiektów. Zachowanie całego takiego zespołu potrafimy określić jednoznacznie, wiemy bowiem, jaka część tego zespołu znajdzie się po chwili t w określonym dowolnie małym obszarze przestrzeni. Nie wiemy tylko, które indywidua z tego zespołu to uczynią. Znanym przykładem prawa kwantowego jest prawo rozpadu promieniotwórczego: wiemy, że po czasie t określona część atomów danego pierwiastka rozpadnie się, ale nie umiemy przewidzieć, które to będą atomy.

W tym sensie mechanika kwantowa jest teorią statystyczną. Jest to jednak teoria statystyczna szczególnego typu. Przecież w fizyce klasycznej także są znane teorie statystyczne! Weźmy choćby gaz zamknięty w jakimś naczyniu. Wiemy, że w warunkach równowagi termodynamicznej dwie równe co do objętości części tego naczynia będą zawierać jednakową liczbę cząsteczek gazu. Nie wiemy jednak, które cząsteczki znajdują się w której z dwu połówek naczynia. Sytuacja pozornie przypomina prawo rozpadu: można podać taki czas, w którym rozpadnie się połowa atomów i w ten sposób podzielić wszystkie atomy na dwie równe części — te, które się w tym czasie rozpadną, i te, które się nie rozpadną, podobnie jak podzieliłiśmy cząsteczki gazu według kryterium, w której połowie naczynia się znajdują.

Jednakże w rzeczywistości w obu teoriach sytuacja jest zupełnie inna: Otóż w klasycznej fizyce statystycznej znamy prawa rządzące zachowaniem pojedynczych cząsteczek (są nimi z założenia prawa mechaniki newtonowskiej), a nasza niewiedza co do tego zachowania jest spowodowana po pierwsze niemożliwością śledzenia ruchu wielu trylionów obiektów, a po drugie brakiem potrzeby, aby to czynić: wystarczy nam znać właśnie tylko pewne wielkości średnie, które ujawniają się fenomenologicznie na przykład jako temperatura gazu, czy też jego ciśnienie.

Tak więc rzeczywisty kompletny opis stanu gazu musiałby zawierać informację dotyczącą N wektorów położenia i N wektorów pędu (N — liczba cząsteczek gazu), co jest liczbą ogromną, podczas gdy opis statystyczny ogranicza się do kilku potrzebnych liczb. Rodzi się więc niemal automatycznie pytanie, czy mechanika kwantowa nie jest także teorią statystyczną w tym właśnie sensie, czy nie operuje ona tylko jakimiś wielkościami średnimi, za którymi stoi wiele, może nawet bardzo wiele pomijanych zmiennych, nie ujawniających się w równaniach mechaniki kwantowej. Takie zmienne, oczywiście hipotetyczne, nazywa się parametrami ukrytymi. Można by, trochę złośliwie, powiedzieć, że parametry te są „ukryte” nie tylko dlatego, że nie pojawiają się w równaniach kwantowych, ale także dlatego, że nikt jak dotąd nie podał rozsądnej sugestii, jakiej natury miałyby być owe parametry.

Pozostaje jednak sensowne pytanie, czy przyroda nie domaga się wprowadzenia jakichś parametrów ukrytych. Na ten temat wypowiedzieć się może jedynie doświadczenie. W ramach mechaniki kwantowej wykazano jednak (jest to tzw. twierdzenie von Neumanna), że wprowadzenie parametrów ukrytych nie da się pogodzić z prawami kwantowymi, wymagałoby więc ono radykalnej przebudowy całej teorii. Szczególnie jedna z zasad kwantowych stoi tu na przeszkodzie, a mianowicie tzw. zasada superpozycji stanów.

Aby dobrze zrozumieć, o co tutaj chodzi, przypomnijmy sobie, że stan dowolnego obiektu kwantowego opisujemy pewną funkcją zespoloną, zwaną funkcją falową. Zasada superpozycji mówi nam, że jeśli mamy dwie funkcje falowe opisujące dopuszczalne stany określonego obiektu kwantowego, to dowolna kombinacja liniowa tych dwu funkcji także reprezentuje dopuszczalny stan tego obiektu. Natomiast prawdopodobieństwo znalezienia obiektu w danym stanie jest równe kwadratowi modułu odpowiedniej funkcji falowej.

Chcąc sobie zdać sprawę z „nieklasyczności” zasady superpozycji rozpatrzmy dwa różne obiekty: elektron „klasyczny” i elektron „kwantowy”. Przypuśćmy, że mamy pewien określony stan początkowy a , z którego możliwe jest przejście do stanu końcowego c . Niech prawdopodobieństwo takiego przejścia wynosi $P(a, c)$. Zapominamy przy tym na chwilę, że w mechanice klasycznej prawdopodobieństwo to może mieć tylko dwie wartości, a mianowicie 0 lub 1, różnice z mechaniką kwantową są bowiem znacznie głębsze. Niech teraz przejście $a \rightarrow c$ dokonuje się przez jeden z wielu (N) stanów pośrednich b_i ($i = 1, \dots, N$). Oznaczmy prawdopodobieństwo przejścia $a \rightarrow b_i \rightarrow c$ przez $P(a, b_i, c)$. Jest chyba oczywiste, że

$$(1) \quad P(a, c) = \sum_{i=1}^N P(a, b_i, c) = \sum_{i=1}^N P(a, b_i) P(b_i, c)?$$

I tak jest naprawdę w fizyce klasycznej, natomiast może tak nie być w fizyce kwantowej. Podając powyższy wzór założyliśmy bowiem milcząco, że jest rzeczą obojętną dla przebiegu procesu, czy dokonaliśmy pomiaru, zmierzającego do ustalenia, czy rzeczywiście nasz elektron przeszedł przez określony stan pośredni b_i . Okazuje się, że nie jest to rzeczą obojętną. Powyższy wzór opisuje rzeczywistość fizyczną tylko wtedy, gdy pomiar taki naprawdę został wykonany. W przeciwnym razie obowiązuje wzór inny, a mianowicie

$$(2) \quad \psi(a, c) = \sum_{i=1}^N \psi(a, b_i, c),$$

gdzie symbolem ψ oznaczyliśmy odpowiednią funkcję falową.

Weźmy konkretny przykład. Niech a odpowiada elektronowi w pewnym stanie emitowanemu z jakiegoś źródła, a c — elektronowi padającemu w określonym punkcie na ekran, który może być kliszą fotograficzną. Niech stan b_i odpowiada przejściu przez i -tą szczelinę w pewnej przesłonie, umieszczonej między źródłem i ekranem, i dla uproszczenia niech $N = 2$. $P(a, b_i, c)$ mierzymy, zasłaniając



Rozwiązanie zadania M 97. Niech q będzie ilorazem rozpatrywanego ciągu geometrycznego, r zaś różnicą ciągu arytmetycznego. Mamy

$$y = xq, \quad z = xq^2, \quad b = a + r, \quad c = a + 2r$$

skąd

$$x^b y^c z^a = x^{a+r} (xq)^{a+2r} (xq^2)^a =$$

$$= x^{a+r} x^{a+2r} q^{a+2r} x^{2a} q^{2a} = x^{3a+3r} q^{3a+2r}$$

$$x^c y^a z^b = x^{a+2r} (xq)^a (xq^2)^{a+r} =$$

$$= x^{a+2r} x^a q^a x^{a+r} q^{2a+2r} = x^{3a+3r} q^{3a+2r}$$

$$\text{a więc } x^b y^c z^a = x^c y^a z^b.$$

Nieco prościej można rozwiązać to zadanie wykorzystując związek $y^2 = xz$:

$$\frac{x^b y^c z^a}{x^c y^a z^b} = x^{b-c} y^{c-a} z^{a-b} = x^{-r} y^{2r} z^{-r} =$$

$$\left(\frac{y^2}{xz}\right)^r = 1.$$

drugą szczelinę i wyznaczając zaciernienie kliszy w wybranym punkcie. Podobnie mierzymy $P(a, b_2, c)$. Jeżeli doświadczenie będziemy wykonywać, przepuszczając systematycznie elektrony tylko przez jedną z dwóch szczelin, to otrzymamy na kliszy obraz zgodny z wzorem (1). Jeżeli jednak odślonimy obie szczeliny, a więc zrezygnujemy z pomiaru b_i , to obraz na kliszy będzie zupełnie inny — zgodny z wzorem (2). Na kliszy ujawni się wówczas obraz interferencyjny pochodzący od nakładania się dwu „fal”, dwu składników we wzorze (2). Nakładanie to nie jest wynikiem interferencji fal odpowiadających dwu różnym elektronom. Robiono bowiem doświadczenia z elektronami wypuszczanymi pojedynczo w pewnych odstępach czasu, a jednak obraz interferencyjny był taki sam. Tak więc zasada superpozycji jest jednym z najistotniejszych elementów, różniących fizykę klasyczną od kwantowej.

Jak wiadomo, do przeciwników mechaniki kwantowej należał również Einstein. (Z faktu tego do dziś czerpią otuchę rozmaici maniacy, którzy chcą poprawić mechanikę kwantową nie rozumiejąc jej i sądzą, że znajdują się w tym samym obozie co i Einstein). W r. 1934 Einstein opublikował wraz ze swymi współpracownikami Podolskim i Rosenem artykuł wymierzony właśnie przeciw mechanice kwantowej. Rozpatrują oni układ fizyczny, składający się z dwu podukładów, które oddziałują ze sobą tylko w pewnym czasie t zawartym między $t = 0$ i $t = T$. Przed powstaniem oddziaływania ($t < 0$) oba układy są niezależne. Funkcja falowa całego układu jest wtedy po prostu iloczynem funkcji falowych podukładów, gdyż prawdopodobieństwa znalezienia podukładu a w stanie a_i i podukładu b w stanie b_i są niezależne. Sytuacja zmienia się po włączeniu oddziaływania: funkcja falowa całego układu przestanie być iloczynem funkcji falowych podukładów, a będzie zależeć w pewien bardziej ogólny sposób od zmiennych charakteryzujących stan obu części. W chwili $t = T$ oddziaływanie wygasa; mimo to jednak funkcja falowa nie staje się automatycznie iloczynem funkcji falowych obu podukładów, lecz trwa w tej właśnie ogólniejszej postaci. Tę ogólną funkcję falową, zgodnie z zasadą superpozycji, można przedstawić w postaci kombinacji liniowej iloczynu funkcji falowych obu podukładów z osobna,

$$(3) \quad \psi(a, b) = \sum_i \psi(a_i) \psi(b_i).$$

Wyobraźmy sobie teraz, że w chwili $t > T$ wykonujemy na podukładzie b pomiar, który dowodzi nam, że podukład ten znalazł się w stanie b_i . Tym samym z całej kombinacji liniowej (3) pozostaje jeden tylko, i -ty wyraz, i zarazem zostaje ustalone, że podukład a znajduje się w stanie a_i , mimo, że na podukładzie tym nie wykonaliśmy żadnego pomiaru. Rzeczywiście, nie oddziałaliśmy wcale na układ a , gdyż z założenia układ b nie oddziałuje już z układem a i nie może mu przekazać żadnej informacji typu „robią na mnie pomiar”.

Co więcej, jak argumentują Einstein, Podolsky i Rosen, można na układzie b wykonać dwa pomiary wielkości niewspółmierzalnych, jak np. położenia i pędu. Jeden pomiar zakłóca stan ustalony przez drugi, ale oczywiście tylko dla tego podukładu, na którym pomiar ten był wykonany, czyli podukładu b . Natomiast układu a to nie dotyczy. Tak więc o tym samym układzie a , na którego stan, po ustaniu oddziaływania $a-b$ nie możemy wpłynąć przez pomiar na układzie b , otrzymujemy dwie zupełnie różne, i nawet — zgodnie z prawami kwantowymi nie współmożliwe informacje. Einstein i współautorzy wyciągają stąd wniosek, że opis rzeczywistości w ramach mechaniki kwantowej nie jest kompletny. Bohr, Heisenberg i inni przedstawiciele tzw. szkoły kopenhaskiej na ten zarzut (tzw. paradoks Einsteina, Podolsky'ego i Rosena) odpowiedzieli, że funkcja falowa nie jest opisem samej rzeczywistości, a tylko naszej informacji o tej rzeczywistości. Nic dziwnego, mówią oni, że pomiar podukładu b , zmieniając naszą informację, wpływa na funkcję falową podukładu a . Nic też dziwnego, że dowiadujemy się o tym natychmiast, jakby z nieskończoną prędkością.

Nietrudno zauważyć, że taka interpretacja funkcji falowej może być pobudką do pewnych rozważań filozoficznych, w których pojęcie przedmiotu fizycznego zacierza się, a na jego miejscu pojawia się pojęcie przedmiotu „dla nas”, być może jakiegoś tylko wytworu naszej świadomości. Z taką konsekwencją zapewne nie każdy (w tym także i Einstein) mógłby się pogodzić. W tej sytuacji nie należy wykluczać konieczności jakiejś przebudowy mechaniki kwantowej, m.in. na przykład przez ograniczenie roli zasady superpozycji. W tej chwili jednak, jak już mówiłem, brak przeciw tej zasadzie argumentów eksperymentalnych. Mechanika kwantowa, ze wszystkimi wątpliwościami interpretacyjnymi, które budzi, nadal świetnie opisuje wyniki doświadczeń. A to może w końcu jest najważniejsze.

