

Doc. dr Michał ŚWIĘCKI

Wszelchładnie panująca w fizyce mechanika kwantowa jest teorią wyjątkowo trudną pojęciowo. Chociaż obowiązujące w niej reguły gry, czyli jej postulaty, są stosunkowo łatwe do wyuczenia i stosowania, to jednak kryjąca się za nimi rzeczywistość jest co najmniej niejasna. Mechanika kwantowa bowiem żadnego określonego obrazu świata nie proponuje, a być może nawet żadnego nie dopuszcza. Nic więc dziwnego, że ogromne jej sukcesy, czyli tak zwana zgodność z doświadczeniem, wciąż wzbudzają różnego rodzaju kontrowersje filozoficzne. Sam Werner Heisenberg głosił w związku z tym pogląd o granicach ludzkiego poznania, w którym, po przekroczeniu progu mikroświata, bardziej istotny staje się proces obserwacji czy pomiaru niż obiektywne własności obserwacyjne rzeczywistości. Pogląd nie podzielany na szczęście przez większość fizyków. Słowa „na szczęście” brzmią tu optymistycznie i znacznie na wyrost, gdyż nikomu dotychczas nie udało się zbudować zwartego systemu filozoficznego zgodnego z postulatami mechaniki kwantowej.

Wydaje się, że są dwa tego powody.

Pierwszy obciąża Isaaca Newtona i polega na nieprzewidywanej dotychczas, dość automatycznej, tendencji wyobrażania sobie wszystkiego na sposób mechanistyczny. A także fałowy, ale fale przecież wzięły się również z czysto mechanicznej teorii rozchodzenia się np. dźwięku. Mikroświat jednak nie jest na pewno ani czysto fałowy, ani cząstkowy (mechaniczny). A ponieważ mamy naturalną tendencję, aby obserwować go na te dwa sposoby, więc widzimy coś dwojakiego, fałowo-korpuskularnego. Prowadzone przez Einsteina próby włączenia do tego schematu trzeciej siły, a mianowicie własności samej przestrzeni, nie przyniosły, poza teorią grawitacji, żadnych znaczących sukcesów.

Zupełnie innym powodem trudności pojęciowych występujących w mechanice kwantowej jest wyróżniona rola, jaką gra w niej przyrząd pomiarowy. Z jednej strony spełnia on, podobnie jak w całej fizyce, funkcję swoistego zewnętrznego i obiektywnego informatora przekazującego nam wieści o Przyrodzie. Z drugiej jednak strony sam przyrząd jest też Przyrodą częścią i to z pewnością nie najmniej ważną, gdy badamy za jego pomocą rzecz tak znikomą, jak na przykład elektron. Bez wątpliwości przyrządy nasze zakłócają naturalne własności obserwowanych cząstek. Rzecz w tym, czy tych zakłóceń nie można by jakoś kontrolować. Mechanika kwantowa stoi tu na stanowisku przyrządu czysto klasycznego, nie kwantowego, którego drastyczny i niekontrolowany wpływ polega wyłącznie na ustaleniu wartości zaprogramowanych konstrukcyjnie wielkości pomiarowych. Nie ulega wątpliwości, że tak stworzony system może być i jest niezwykle skuteczny w przewidywaniu wyników różnorodnych doświadczeń i w budowaniu zadziwiających nieraz i bardzo nam przydatnych urządzeń. Nie ulega jednak również wątpliwości, że przyrząd pomiarowy może zmieniać w jakiś inny, bardzo określony sposób, warunki doświadczenia, na przykład samą przestrzeń, na której rozgrywa się historia świata cząstek. I to zmieniać zależnie od tego, co i jak jest mierzone. Taki ewentualny wpływ przyrządu pomiarowego nie został dotychczas zbadany. Choć, jak się okazuje, są już po temu możliwości. Wysiłkom czynionym w tym kierunku będzie poświęcona reszta artykułu.

Wyobraźmy sobie wiązkę światła przechodzącą przez pryzmat polaryzacyjny Nicola. W pryzmacie tym światło ulega rozszczepieniu na dwie składowe: jedną spolaryzowaną liniowo w pewnym kierunku (określonym przez orientację osi głównych kryształu) i drugą spolaryzowaną w kierunku prostopadłym do poprzedniego. Jeżeli na drodze jednej z tych składowych ustawimy drugi pryzmat, nieco względem pierwszego obrócony, to spolaryzowane już liniowo światło znów rozszczepi się na nowe dwie składowe o kierunkach polaryzacji określonych przez osie główne drugiego pryzmatu. Nie ma w tym wszystkim nic nadzwyczajnego. Specyfika mechaniki kwantowej pojawia się dopiero, gdy uświadomimy sobie, że światło monochromatyczne (a o takim będziemy dalej mówić) składa się z dobrze określonych kwantów, fotonów o niepodzielnej energii  $E = h\nu$ . Co dzieje się więc z pojedynczym fotonem przechodzącym przez układ obu pryzmatów? Z pierwszego pryzmatu wyjdzie on spolaryzowany w jednym z dwóch możliwych kierunków. Nic innego zrobić nie może. Przejście tego spolaryzowanego już fotonu przez pryzmat drugi też nie może doprowadzić do rozszczepienia fotonu i podziału jego energii.

Światło przecież nie zmienia przy takim przejściu swojej barwy. Tak więc spolaryzowany liniowo foton przejdzie na drodze jednej albo drugiej składowej i odpowiednio zmieni swoją polaryzację. Droga, którą wybierze foton i w konsekwencji jego końcowa polaryzacja nie mogą być przewidziane. Jedyna rzecz, którą możemy z pewnością powiedzieć, sprowadza się do określenia stosunku prawdopodobieństwa przejścia po obu drogach. Stosunek ten musi być oczywiście równy stosunkowi natężeń odpowiednich składowych światła — zbiorowiska wielu



Rozwiązanie zadania M 340. Zauważmy, że

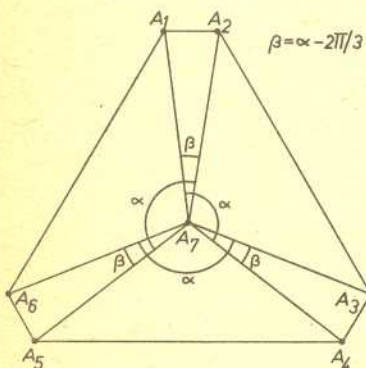
1. W dowolnym trójkącie  $ABC$  istnieje najwyżej jeden punkt, z którego wszystkie boki tego trójkąta widać pod kątami nie przekraczającymi  $2\pi/3$ ;

2. Jeżeli trójkąty  $ABC$  i  $A'BC$  zawierają punkt  $D$ , z którego wszystkie ich boki widać pod kątem  $2\pi/3$ , to punkty  $A, A', D$  są współliniowe (bo  $\sphericalangle ADB = \sphericalangle A'DB$ ).

Przypuśćmy teraz, że  $A_1, \dots, A_7$  nie jest siedmiokątem wypukłym. Wynika stąd, że albo

1. najmniejszy wielokąt wypukły zawierający te punkty jest trójkątem np.  $A_1, A_2, A_3$  i wtedy z jednego spośród punktów  $A_4, \dots, A_7$  pewien bok tego trójkąta widać pod kątem większym od  $2\pi/3$ , albo

2. punkt  $A_7$  leży wewnątrz pewnego czworokąta wypukłego (np.  $A_1, A_2, A_3, A_4$ ). W takim przypadku prowadząc przekątne tego czworokąta zauważymy, że  $A_7$  leży w dwóch trójkątach o wspólnej podstawie i teza zadania wynika z uwagi 2.



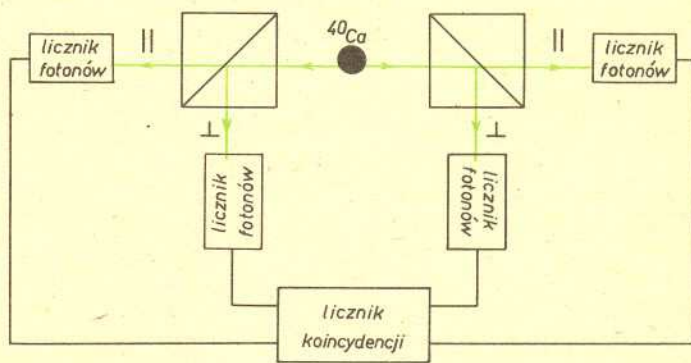
Jeżeli teraz  $A_1, \dots, A_7$  jest siedmiokątem wypukłym, to ponieważ suma kątów wewnętrznych siedmiokąta wynosi  $5\pi$ , jeden z tych kątów musi być większy od  $2\pi/3$ . Uwaga: Podanego w zadaniu oszacowania nie można ulepszyć. Jeżeli bowiem  $\pi > 2\pi/3$ , to w konfiguracji przedstawionej na rysunku żaden z kątów  $A_1, A_2, A_3$  nie jest większy niż  $\pi$ .



fotonów. W wyniku przejścia przez drugi pryzmat stan polaryzacyjny fotonu, określony jedynie statystycznie (choć z punktu widzenia pryzmatu pierwszego zupełnie określony) zmienia się w stan całkowicie jednoznaczny.

Przejdziemy teraz do doświadczenia nieco bardziej złożonego. Pierwotna jego idea pochodzi jeszcze z 1935 roku i jest autorstwa Einsteina, Podolsky'ego i Rosena. Doświadczenie to opisujemy w wersji wykonanej dwa lata temu. Kawałek wapnia ( $^{40}\text{Ca}$ ) jest wzbudzany dwiema monochromatycznymi wiązkami laserowymi (długości fal 422,7 nm oraz 551,3 nm) na swój drugi poziom wzbudzony o spinie  $J = 0$ . Następnie wapń rozpada się kaskadowo: najpierw na pierwszy poziom wzbudzony ( $J = 1$ ) wysyłając światło o długości fali 551,3 nm, a następnie na poziom podstawowy ( $J = 0$ ) z emisją światła o długości fali 422,7 nm. Można pokazać (choć nie będziemy tego robić), że takiemu przejściu pojedynczego atomu bez zmiany momentu pędu (od  $J = 0$  do  $J = 0$ ) musi towarzyszyć emisja światła o bardzo określonej polaryzacji liniowej. Polaryzacja obu wysyłanych w kaskadzie fotonów musi być taka sama, choć poza tym zupełnie dowolna. Wymaga tego ogólnie obowiązująca zasada zachowania momentu pędu (a także parzystości, która nie budzi wątpliwości w oddziaływaniach typowo elektromagnetycznych). Wobec tego, jeśli będziemy rejestrować pojedyncze fotony (to jest możliwe) pochodzące z rozpadów kaskadowych pojedynczych atomów (to również jest możliwe), to zaobserwujemy wyłącznie pary o takiej samej polaryzacji.

Wyobraźmy sobie, że po obu stronach próbki wzbudzonego wapnia ustawiliśmy dwa tak samo zorientowane pryzmaty Nicola, za nimi zaś liczniki fotonów (patrz rysunek). Zaobserwujemy wtedy, że zawsze oba fotony przejdą w obu pryzmatach po tych samych drogach, z tą samą polaryzacją. Z drugiej strony jednak wybór jednej z dwóch możliwych dróg jest całkowicie przypadkowy. Podobnie, jak poprzednio, w przypadku jednofotonowym, tak i teraz stan polaryzacyjny układu dwóch fotonów jest zupełnie nieokreślony, choć tym razem polaryzacja względna jest jednoznaczna. Jeśli więc zmierzmy jakąkolwiek wartość polaryzacji jednego z fotonów, polaryzacja drugiego staje się nagle całkowicie określona. I to nawet w przypadku, gdy oba fotony znajdują się w chwili pomiaru w odległości wykluczającej jakikolwiek kontakt między nimi (w przeprowadzonym doświadczeniu czas trwania pojedynczej rejestracji obu fotonów wynosił 20 ns, zaś odległość pomiędzy pryzmatami 13 m, dwa razy za duża, jak na ewentualny kontakt świetlny).



Trudność wydaje się pozorna. Wszak powiedzieliśmy, że takiego wyniku doświadczenia wymaga zasada zachowania momentu pędu. Jednak nie wszystko jest do końca jasne. Kontynuując na pojedynczym fotonie serię pomiarów polaryzacyjnych z różnie obróconymi pryzmatami otrzymalibyśmy różne pośrednie kierunki polaryzacji. Wtedy drugi foton znajdujący się już bardzo daleko powinien bez żadnego oddziaływania i bez żadnego pomiaru wciąż zmieniać swoją polaryzację. Mechanika kwantowa zapobiega temu postulując, że już pierwszy pomiar określił jednoznacznie stan drugiego fotonu i bez przeprowadzonego na nim pomiaru stan ten nie może być zmieniony. Pomiar przeprowadzane na fotonie pierwszym przestają mieć od tej chwili jakiegokolwiek znaczenie. Pozostaje tu jednak jakaś niejasność i aż się prosi, żeby wprowadzić dodatkowy ukryty (nie podlegający pomiarowi) parametr, który uzależniałby w odpowiedni sposób stany polaryzacyjne obu fotonów.

Można zresztą pójść dalej i spróbować stworzyć teorię z dowolną liczbą parametrów ukrytych, umykających jakiegokolwiek kontroli doświadczalnej. Pojawiająca się w ten sposób statystyczna nieokreśloność mogłaby mieć wtedy twardy, choć niemierzalny, jednoznaczny grunt. Teoria taka powinna oczywiście być albo tożsama z mechaniką kwantową, albo powinien istnieć eksperyment dokonujący wyboru. Otóż taki kluczowy eksperyment wykluczający prawie wszystkie możliwe teorie z parametrami ukrytymi został ostatnio wykonany.



**Rozwiązanie zadania M 341.** Ponieważ  $(2n)^2 = 4n^2$ , a  $(2n+1)^2 = 4(n^2+n)+1$  i ponieważ ostatnią cyfrą kwadratu liczby naturalnej może być 0, 1, 4, 5, 6, 9, kwadraty liczb spełniających warunki zadania mogą się kończyć cyframi 44 lub 00 (liczby kończące się 11, 55, 66, 99 dają przy dzieleniu przez 4 reszty 2 lub 3). Gdy teraz  $N^2 = 100s+44$ , mamy  $N = 2n$  i  $n^2 = 25s+11$ , czyli  $n^2-36 = 25(s-1)$ , a więc  $25|(n-6)(n+6)$ , co jest możliwe tylko wtedy, gdy  $n = 25k-6$  lub  $n = 25k+6$ . Mamy więc trzy serie rozwiązań:  $N = 10k$ ,  $N = 50k+12$ ,  $N = 50k+38$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ).

Aby dzielenie wielomianów pokrywało się z dzieleniem liczb, reszta musi być mniejsza od dzielnika, czyli w naszym przypadku

$$(x+b) > W(-b) = b(b-a),$$

czyli

$$x > b(b-a-1).$$

W naszym przykładzie reszta będzie więc równa 10, gdy  $k$  będzie większe od  $5 = 5(5-3-1)$ . Dla rozpatrzonych poprzednio przykładów, wobec

$$W_1(x) = x + (a-b) \text{ mamy}$$

$$x(x+a) = (x+(a-b))(x+b) + b(b-a)$$

i dla  $x = 1$  mamy

$$1(1+3) = (1+3-5)(1+5) + 10,$$

czyli

$$4 = -6 + 10.$$

i

$$3(3+3) = (3+3-5)(3+5) + 10.$$

czyli

$$18 = 8 + 10,$$

co jest prawdą, tyle że nie ma związku z naszym zadaniem. Widać więc, że dzielenie liczb i wielomianów to różne dzielenia, choć często można z dzielenia wielomianów przy dzieleniu liczb korzystać. Tylko ostrożnie.

Gdyby ktoś chciał mieć wynik początkowego zadania dany „jednym wzorem”, to można to już teraz zrealizować. Wynikiem jest

$$b(b-a) \bmod (k+b)$$

i wobec tego, począwszy od momentu, gdy  $k+b > b(b-a)$ , nie zależy on od  $k$ .

Okazuje się bowiem, że ogromna klasa takich realistycznych teorii nie może być tożsama doświadczalnie z mechaniką kwantową. Są to tzw. teorie lokalne. W celu zdefiniowania ich wróćmy do naszego doświadczenia z kaskadowym rozpadem wapnia. Wyobraźmy sobie, że stan dwu fotonów jest dodatkowo określony przez pewien zbiór parametrów ukrytych  $\lambda$ . Dopuszcmy możliwość dowolnego ustawienia obu pryzmatów — w kierunku, powiedzmy,  $a$  i  $b$ . Warunek lokalności oznacza wtedy, że prawdopodobieństwo uzyskania każdego wyniku polaryzacyjnego w pryzmacie  $a$  ( $b$ ) zależy tylko od ustawienia tego pryzmatu i od wartości  $\lambda$  (po której uśredniamy), a nie zależy od ustawienia drugiego pryzmatu  $b$  ( $a$ ). Bez żadnych w zasadzie dodatkowych założeń można wtedy wyprowadzić nierówność, zwaną nierównością Bella, wiążącą średnią wartość polaryzacji obu fotonów  $E(a, b)$  dla czterech różnych konfiguracji ustawienia ( $a$  i  $b$ ) obu pryzmatów:

$$|E(a, b) - E(a, b') + E(a', b) + E(a', b')| \leq 2.$$

Mechanika kwantowa dopuszcza przekroczenie tej dwójki.

Dla kątów między kierunkami

$(a, b)$ ,  $(b, a')$ ,  $(a', b')$  równych  $\pi/8$  oraz między  $(a, b') - 3\pi/8$ ,

kwantowomechaniczna wartość powyższego wyrażenia wynosi  $2\sqrt{2}$ .

Doświadczenie przeprowadzone według poprzednio zamieszczonego schematu dało, dla tych właśnie kątów, wartość  $2,697 \pm 0,015$ . Należy jeszcze dodać, że w realnych warunkach tego doświadczenia wartość przewidywana przez mechanikę kwantową zmniejsza się z  $2\sqrt{2}$  do  $2,70 \pm 0,05$ . Zgodność jest doskonała, a kłeska jakiegokolwiek rozsądnego modelu świata wydaje się całkowita.

Powiedzieliśmy poprzednio, że szybkość rejestracji pary fotonów jest na tyle duża, iż wyklucza możliwość jakiegokolwiek wolniejszego od światła kontaktu między nimi. Pryzmaty są jednak ustawiane na dłuższy czas i mogą w zasadzie zarówno wpływać na siebie, jak i na całą przestrzeń otaczającą doświadczenie. Nie wiadomo, jak mogłoby się to odbywać, ale możliwość taka, naruszająca lokalność pozostaje. Jeśli przyszłe doświadczenia wykluczą i tę ewentualność, przyjdzie nam chyba pogodzić się z faktem, że obserwowane w naszych doświadczeniach własności mikroświata nie dadzą się pogodzić z żadnym rozsądnym i lokalnym realistycznym modelem świata. Rezygnacja z lokalności byłaby z pewnością przewrotem w fizyce (ruch szybszy niż światło). Rezygnacja z realności byłaby jej kłeską.

## Patrz w niebo

Czarne dziury były wielokrotnie opisywane w *Delcie*. Jednak rozmawiając ze znajomymi, którzy nie są astronomami, odnoszę wrażenie, że traktują oni te obiekty podobnie jak dziurę, do której wpadła Alicja w swej niezamierzonej podróży do Krainy Czarów.

Odczuwam więc ogromną potrzebę wyraźnego powiedzenia: *czarne dziury po prostu istnieją w przyrodzie*. Liczba źródeł promieniowania rentgenowskiego, które uważane są za czarne dziury, stale rośnie, a liczba „Don Kichotów”, którzy muszą wymyślać coraz bardziej egzotyczne hipotezy, aby wytłumaczyć obserwowane własności badanych obiektów nie uciekając się do przyjęcia istnienia czarnej dziury, szybko maleje. W chwili obecnej hipotezy te *muszą* być oparte na alternatywnych do teorii względności modelach grawitacji, w które prawie nikt nie wierzy.

Pierwszym, już klasycznym kandydatem na czarną dziurę było najjaśniejsze źródło rentgenowskie w gwiazdozbiornie Łabędzia, o nazwie Cyg X-1. W latach siedemdziesiątych dyskutowano nad innymi obiektami i możliwością interpretacji ich własności przy założeniu identyfikacji ich z czarnymi dziurami. Należą do nich takie układy jak Cir X-1 i GX 339-4. Ostatnio (w 1983 r.) polski astronom Bohdan Paczyński wykazał, że najlepszym kandydatem na czarną dziurę jest rentgenowskie źródło w bliskiej galaktyce, Wielkim Obłoku Magellana (LMC), o nazwie LMC X-3.

W nazwach wszystkich tych obiektów powtarza się litera X. Oznacza to, że są one jasnymi źródłami rentgenowskimi. Jest to związane z faktem, że znacznie łatwiej jest odkryć czarną dziurę w układzie podwójnym, gdy obiega normalną, najczęściej gorącą i jasną gwiazdę. W systemie takim następuje przepływ masy z gwiazdy normalnej do czarnej dziury (opisując podobne zjawisko w podobnych układach zawierających jednak białe karły zamiast czarnych dziur, amerykański astronom Joe Patterson zatytułował swój artykuł: „Kanibalizm wśród degeneratów”). Przepływająca materia, mając znaczny moment pędu, tworzy dysk wokół czarnej dziury będący źródłem promieni Roentgena.

Jak jednak stwierdzić, czy dany obiekt jest czarną dziurą? Potrzebne jest spełnienie jednocześnie dwóch warunków: 1) bardzo małe rozmiary; 2) bardzo duża masa. Istnieje wiele metod wyznaczania obu tych parametrów. Górne ograniczenie na rozmiary można np. uzyskać przez analizę zmienności czasowej jasności obiektu. Jeśli zmienia on znacznie jasność w czasie, powiedzmy, jednej stutysięcznej sekundy, to można stwierdzić, że jego rozmiary są mniejsze niż kilka kilometrów (dlaczego?). Masy można wyznaczyć z badania orbity widocznego towarzysza.

A więc czarna dziura w układzie LMC X-3 ma masę równą co najmniej dziesięciu masom Słońca i promień około 30 km.

mgr Tomasz CHLEBOWSKI