

СПІВВІДНОШЕННЯ НЕВИЗНАЧЕНОСТЕЙ В ДИСКУСІЇ БОРА З ЕЙНШТЕЙНОМ

Дискусії Н. Бора з А. Ейнштейном з основ квантової механіки, які відбувались на протязі багатьох років, за словами Бора «були для нього надзвичайно цінними і стимулюючими» [1]. Вони і зараз зберігають велике наукове і методичне значення.

Ці дискусії безпосередньо стосуються співвідношень невизначеностей, тому сформулюємо їх у відповідній інтерпретації.

Точність, з якою можуть бути зафіксовані координата q і відповідний імпульс p квантово-механічного об'єкта, обмежена співвідношенням

$$\Delta q \Delta p \sim \hbar, \quad (1)$$

де Δq і Δp – невизначеності у вимірюваних значеннях цих величин; $\hbar$ – стала Планка.

Схожим співвідношенням пов'язані між собою невизначеності вимірюваних значень енергії і часу:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar. \quad (2)$$

Оскільки мова йде про процес вимірювання, важливо відзначити, що під вимірювальним приладом розуміється фізичний об'єкт, який з достатньою точністю підкоряється класичній механіці. Якщо квантово-механічний об'єкт приходить у взаємодію з класичним об'єктом, стан останнього, взагалі кажучи, змінюється. Характер і величина цієї зміни залежать від стану квантово-механічного об'єкта і тому можуть служити його кількісною характеристикою [2].

З точки зору законів збереження походження невизначеностей в (1) і (2) можна віднести на рахунок можливості обміну імпульсом і енергією між об'єктом і вимірювальним приладом.

В дискусіях на Сольвейському конгресі 1928 року важливість такого роду міркувань проявилась на прикладі установки, зображеної на рис.1. Якщо паралельний пучок електронів падає зліва на першу діафрагму, то при звичайних умовах досліду ми будемо спостерігати на фотопластинці інтерференційну картину, зображену на правому боці рисунку. При інтенсивному опроміненні ця картина складається шля-

хом накоплення численних одиничних процесів, кожний з яких дає по одній маленькій плямі на фотографічній пластинці. Такий же розподіл повинен отримуватись із статистики за великим числом дослідів, проведених з опромінюванням настільки слабким, що при кожній окремій експозиції до пластинки дійде тільки один електрон, який і виявиться в одній-єдиній точці, як це показано зірочкою на рисунку. В цьому випадку слід чекати, що імпульс, наданий діафрагмі, буде різним в залежності від того, пройшов електрон через верхню або через нижню щілину другої діафрагми.

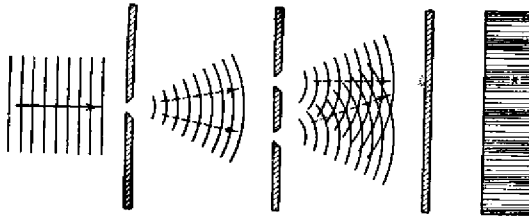


Рисунок 1 – Дослід з інтерференції електронних пучків

Спираючись на це, Ейнштейн указав, що контроль над переданим імпульсом дозволив би провести більш детальний аналіз процесу і, зокрема, надав би можливість вирішити, через яку з двох щілин пройшов електрон перед тим, як потрапити на пластинку [3]. Проте більш ретельний розгляд показав, що запропонований контроль над передачею імпульсу неможливий без неточності визначення положення діафрагми, неточності, яка виключає виникнення інтерференційних явищ.

Справді, якщо φ означає малий кут між припустимими шляхами електрона через верхню і нижню щілини, то різниця між переданими імпульсами в обох випадках буде дорівнювати $\hbar k\varphi$ і будь-який контроль над імпульсом діафрагми з точністю, достатньою для вимірювання цієї різниці, призведе до неточності у визначенні положення діафрагми принаймні порядку $1/k\varphi$ згідно співвідношенню невизначеностей (1). Число смуг на фотопластинці на одиницю довжини $\sim k\varphi$, а оскільки невизначеність $1/k\varphi$ в положенні першої діафрагми викликає таку ж саму невизначеність в положенні смуг, то ніякої інтерференції відбуватися не може.

Таким чином, якщо призначення вимірювальних приладів полягає в тому, щоб визначати просторово-часові рамки квантово-механічних явищ, то контроль над обміном імпульсом і енергією виключається. В якості заперечення проти цієї точки зору Ейнштейн висунув аргумент, що такий контроль нібито можливий, якщо прийняти до уваги вимоги

теорії відносності. Зокрема, залежність між енергією і масою, виражена формулою

$$E = mc^2, \quad (3)$$

нібито дозволяє виміряти повну енергію системи за допомогою простого зважування і таким чином в принципі контролювати енергію, перенесену на систему за час її взаємодії з атомним об'єктом.

В якості підходящої для цього установки Ейнштейн запропонував прилад, схематично зображений на рис.2. Він складається з ящика з отвором в одній із стінок, причому отвір можна відкривати або закривати затвором, який приводиться в рух за допомогою часового механізму, поміщеного всередині ящика.

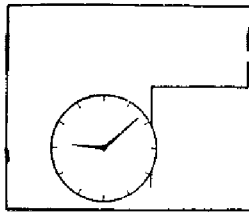


Рисунок 2 – Ящик з фотонним газом

Нехай спочатку ящик містить випромінювання, а годинник відрегульований так, що в певний момент його механізм відкриває затвор на дуже короткий час. Таким влаштуванням можна було б досягнути того, що в момент часу, який буде відомий з будь-якою бажаною точністю, через отвір пройде один-єдиний фотон. Але, окрім того, зважуючи ящик до і після цієї події, здавалося би, можна виміряти енергію фотона з будь-якою бажаною точністю – в прямій суперечності із співвідношенням невизначеностей для енергії і часу (2).

Будемо вважати, що ящик підвішений на пружинних вагах. Положення ящика можна відлічувати за шкалою. Зважування ящика можна провести з будь-якою точністю Δt , але справа в тому, що визначення положення ящика за шкалою із заданою точністю Δq тягне за собою невизначеність Δp в значенні імпульсу ящика, причому Δp пов'язане з Δq співвідношенням (1). Ця невизначеність, очевидно, повинна бути меншою за повний імпульс, який може бути переданий полем тяжіння тілу з масою Δm на протязі часу T процесу зважування; звідси випливає

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{\Delta q} < T g \Delta m. \quad (4)$$

З іншого боку, за загальною теорією відносності годинник, пересунутий в напрямку сили тяжіння на відстань Δq , змінить свій хід таким чином, що його покази на протязі проміжку часу T відхиляться на величину ΔT , визначену рівнянням

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{g\Delta q}{c^2}. \quad (5)$$

Порівнюючи (4) і (5), бачимо, що після зважування покази годинника містять невизначеність

$$\Delta T > \frac{\hbar}{c^2 \Delta m}. \quad (6)$$

Разом з (3) ця формула приводить до співвідношення

$$\Delta E \Delta T > \hbar \quad (7)$$

у згоді з принципом невизначеностей. Внаслідок цього використання приладу як засобу для точного вимірювання енергії фотона завадить нам встановити точний момент його вильоту.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Bohr, N. Discussion with Einstein on Epistemological Problems in Atomic Physics / N. Bohr. – Evanston, 1949. – 267 p.
2. Ландау, Л.Д. Квантовая механика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М: Наука, 1974. – 752 с.
3. Бор, Н. Дискусии с Эйнштейном по проблемам теории познания в атомной физике / Н. Бор. – М: Наука, 1971. – 675 с.