

КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

В.К.Игнатович, Ю.М.Останевич

Рассматривается возможность наблюдения распыливания волнового пакета путем измерения спектра по времени пролета после прерывания и восстановления одной из ветвей пути распространения частицы в интерферометре. В рамках канонической квантовой механики делаются предсказания относительно возможных результатов эксперимента по проверке квантовой механики методом "запаздывающего действия".

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Quantum Mechanics Transition Process in an Interferometer

V.K.Ignatovich. Yu.M.Ostanevich

A possibility of observation of the wave packet dispersion is considered. In the experiment the time of flight spectrum of the particle is measured on shuttering and reopening one of its paths in an interferometer. Some predictions are made within canonical quantum mechanics about possible results of the "delayed choice" experiment, proposed earlier for the quantum mechanics verification.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Нестационарные явления в квантовой механике можно исследовать с помощью, например, следующего эксперимента. На пути коллимированного моноэнергетического пучка частиц устанавливается отражающая шторка, которая в определенный момент быстро убирается. Детектор с временным анализатором, установленный позади шторки, позволяет измерить распределение времени регистрации частиц с момента удаления отражателя или распределение этих частиц по энергиям.

Идеальный случай бесконечно быстрого удаления шторки был рассмотрен в ^{1,2/}. В ^{3/} рассчитано пропускание нейтронного пучка щелью при заданной зависимости ширины щели от времени и предложен эксперимент по измерению квазиупругого уширения ΔE нейтронного пучка, определяемого соотноше-

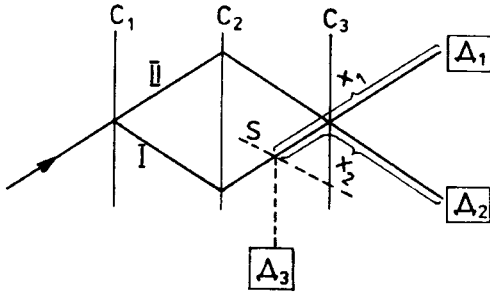


Схема эксперимента по наблюдению расплывания волнового пакета и проверке квантовой механики методом "запаздывающего действия". $C_1, 2, 3$ — монокристаллы, S — шторка, $D_1, 2, 3$ — детекторы. Для изучения расплывания волнового пакета измеряется временной спектр регистрации детекторами $D_{1,2}$ после открыва-

ния шторки и его изменение при изменении расстояний x_1 и x_2 . Для проверки квантовой механики измеряется счет детектора D_3 в двух случаях: а) когда шторка устанавливается на пути I до того момента, как частица преодолит точку разветвления путей в кристалле C_1 и б) шторка устанавливается после того, как частица преодолела точку разветвления путей.

нием неопределенности $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, где Δt — время выдержки прерывателя.

В настоящей работе рассмотрена задача, аналогичная ^{1, 2/}, с той только разницей, что прерывание осуществляется в одной из двух ветвей, на которые разделяется путь частицы в интерферометре ^{4/} (см. рисунок). Такая постановка эксперимента интересна и в связи с поднимаемым в последнее время вопросом о проверке квантовой механики методом "запаздывающего действия" ^{5/}. В этом методе отражающая шторка устанавливается или убирается на одной из ветвей пути следования частицы в интерферометре после того, как частица по времени минует точку разветвления. Проведенное в данной работе исследование позволяет заранее предсказать результаты подобного эксперимента.

Для большей конкретности мы будем рассматривать нейтроны (массивные частицы) и фотоны (безмассовые частицы). Отражатель и детектор будут считаться идеальными, а прерывание пучка — мгновенным. Волновая функция на пути I (см. рисунок) при $t < 0$ имеет вид

$$\psi_1 = (e^{ipx} - e^{-ipx}) \theta(x < 0) e^{-i\omega p t}, \quad (1)$$

где ω для нейтронов и фотонов равно соответственно $p^2/2$ и $|p|$, (\hbar, c и m полагаются равными единице). При $t > 0$, после того как шторка мгновенно убирается, волновая функция записывается в виде

$$\psi_1 = \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{ikx - i\omega k t} dk / 2\pi. \quad (2)$$

Вследствие непрерывности волновой функции при $t = 0$ коэффициенты $A(k)$ определяются из фурье-разложения (1):

$$A(k) = \int_{-\infty}^0 (e^{ipx} - e^{-ipx}) e^{-ikx} dx = \frac{i}{k-p+i\epsilon} - \frac{i}{k+p+i\epsilon}. \quad (3)$$

Очевидно, что начало отсчета $x = 0$ выбирается в точке, где располагается шторка. Подставив (3) в (2), после несложных вычислений (см./1/) получаем для точек x , отстоящих от шторки достаточно далеко, в случае нейтронов

$$\psi_{1n} \approx F(a_-) \exp(ipx - ip^2 t/2), \quad (4)$$

где

$$F(a) = \int_a^{\infty} \frac{dy}{\sqrt{\pi i}} e^{iy^2}; \quad F(0) = \frac{1}{2}; \quad a_{\pm} = (x \pm vt) / \sqrt{2\hbar t/m}. \quad (5)$$

Обратим внимание на то, что все величины в a_{\pm} для удобства записаны в своих естественных размерностях. Приближенность равенства (4) состоит в том, что в нем пренебрегли слагаемым $\sim F(a_+)$, поскольку для макроскопических расстояний $a_+ \gg 1$ и $F(a_+) \approx 0$ при всех значениях времени t и почти для всех скоростей нейтрона v .

В случае фотонов волновую функцию после подстановки (3) в (2) можно записать в виде

$$\psi_{1ph} = \theta(t > x) e^{ipx - ipt} + \beta_- f(\beta_-) / |\beta_-|, \quad (6)$$

где

$$f(\beta) = \int_0^{\infty} e^{-\beta y} \frac{dy}{\pi(y^2 + 1)}; \quad f(0) = \frac{1}{2}; \quad \beta_{\pm} = 2\pi(x \pm ct) / \lambda, \quad (7)$$

λ — длина волны фотона, и все величины в β записаны в естественных размерностях. В выражении (6), опять же для простоты, пренебрегли слагаемым, содержащим $f(\beta_+)$, поскольку для макроскопических расстояний $\beta_+ \gg 1$ и $f(\beta_+) \approx 0$.

В месте расположения детектора волновую функцию частицы, прошедшей по пути II, можно представить в виде

$$\psi_2 = \exp(i\phi) \exp(ipx - i\omega_p t), \quad (8)$$

где ϕ — дополнительный набег фазы на пути II.

Интенсивность, регистрируемая детектором, $I = |\psi_1 + \psi_2|^2$, (предполагаем его бесконечно тонким и абсолютно эффективным) в точке x (т.е. на расстоянии x от шторки), в случае нейтрона равна

$$I_n = |F(a_-) + \exp(i\phi)|^2, \quad (9)$$

а в случае фотона

$$I_{ph} = |\beta_{-f}(\beta_{-})/\beta_{-} + (\theta(t > x) + e^{i\phi}) \exp(ipx - ipt)|^2. \quad (10)$$

Из (9) непосредственно следует, что в случае нейтронов переходный процесс занимает промежуток времени $t_0 \pm \tau$ вблизи значения $t_0 = x/v$, причем $\tau = \sqrt{x/v\omega}$, где $\omega = mv^2/2\hbar$, и τ тем больше, чем больше расстояние x и меньше скорость v . В случае ультрахолодных нейтронов ($v \approx 5$ м/с, $\omega \approx 10^8$ с $^{-1}$) при $x \approx 10$ см имеем $\tau \approx 10^{-5}$ с, что является вполне наблюдаемой величиной. При увеличении расстояния длительность переходного процесса возрастает $\sim \sqrt{x}$.

В противоположность этому у фотонов длительность переходного процесса равна $\tau \approx \lambda/c$, что для видимого света составляет $\sim 10^{-15}$ с и не зависит от расстояния. Таким образом, переходный процесс существенным образом определяется дисперсионным соотношением.

Если дисперсионное соотношение для нейтрона записать в релятивистском виде, то это почти не изменит результат. В течение времени $0 < t < x/c$ коэффициент F в (4) растет экспоненциально, но только до значения $(v/c)(\lambda_c/x) \ll 1$, где $\lambda_c = \hbar/mc$ — комптоновская длина волны. При $t \gg x/c$ справедливо нерелятивистское приближение.

Интересно отметить, что в соответствии с (9) скорость счета нейтронов в некоторые моменты времени превосходит стационарную скорость счета — это типичный дифракционный эффект^{/3/}. Его можно использовать, например, для наблюдения распыливания волнового пакета. В эксперименте^{/6/} (см. также^{/7,8/}) эффект распыливания в принципе не наблюдаем, поскольку интерференция двух пакетов определяется не столько пространственным перекрытием, сколько частотным.

Из проведенного выше исследования следует, что в экспериментах с запаздывающим действием^{/5/} число частиц, отраженных от шторки, помещенной на одной из ветвей пути следования частицы, не зависит от того, помещается ли шторка до того момента времени, как частица достигла точки разветвления пути в интерферометре, или после.

Авторы благодарны В.И.Лушикову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Moshinsky M. Phys.Rev., 1952, vol.88, p.625.
2. Герасимов А.С., Казарновский М.В. ЖЭТФ, 1976, т.71, с.1700.

3. Gahler R., Golub R. Z.Phys., 1984, vol.56B, p.5.
4. Rauch H. J. de Phys., 1984, vol.45 (C-3), p.C3-197.
5. Miller W.A. In: Proc. Int. Symp. on Foundations of Quantum Mechanics in Light of New Technology. (Ed. by S.Kamefuchi et al.). Phys.Soc.Jap., Tokyo, 1983, p.153.
6. Kaiser H., Werner S.A., George E.A. Phys.Rev.Lett., 1983, vol.50, p.560.
7. Klein A.G., Opat G.I., Hamilton W.A. ibid, p.563.
8. Comsa G. Phys.Rev.Lett., 1983, vol.51, p.1105.

Рукопись поступила 12 февраля 1985 года.