

КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ ДУАЛИЗМ

Д. А. Славнов *

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

ВВЕДЕНИЕ	1199
ЭКСПЕРИМЕНТ С БЛУЖДАЮЩЕЙ КАПЛЕЙ	1200
УНИФИКАЦИЯ БАЗОВЫХ ПОНЯТИЙ ДЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ И КВАНТОВЫХ СИСТЕМ	1203
РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ДВУХ ЩЕЛЯХ	1209
ЭКСПЕРИМЕНТ С ОТСРОЧЕННЫМ ВЫБОРОМ	1214
ГДЕ БЫЛ ФОТОН?	1218
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1221
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1223

*E-mail: slavnov@goa.bog.msu.ru

КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ ДУАЛИЗМ

*Д. А. Славнов**

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

В рамках алгебраического подхода рассматривается проблема корпускулярно-волнового дуализма. Вопреки широко распространенному сейчас мнению показывается, что можно согласовать корпускулярно-волновой дуализм с предположением о существовании локальной физической реальности, определяющей результаты локальных измерений. С точки зрения локальности обсуждается целый ряд квантовых экспериментов: рассеяние электрона на двух щелях, эксперимент Уилера с отсроченным выбором, прошлое фотонов, прошедших через интерферометр. Этим экспериментам дается наглядная физическая интерпретация, не противоречащая классическим представлениям.

In the framework of an algebraic approach we consider a problem of the wave-particle duality. Contrary to opinion widely distributed now we demonstrate that it is possible to coordinate the wave-particle duality to the assumption of existence of a local physical reality which determines results of local measurements. From the point of view of a locality we discuss a series of the quantum experiments: electron scattering by two slits, Wheeler's delayed-choice experiment, the past of photons passing through an interferometer. We give to these experiments obvious physical interpretation which does not contradict classical conceptualization.

PACS: 03.65.Ud

ВВЕДЕНИЕ

В современном научном представлении прочно утвердилось мнение, что одной из главных особенностей квантовой физики является наличие в ней корпускулярно-волнового дуализма. Этим она коренным образом отличается от классической физики. И, как правило, именно это свойство часто не позволяет дать наглядную интерпретацию многим квантовым явлениям.

В настоящей статье предпринята попытка показать, что в этом плане разница между классической и квантовой физикой не такая уж большая.

*E-mail: slavnov@goa.bog.msu.ru

Конечно, квантовая физика существенно отличается от классической, но все не обязательно в квантовой физике отказываться от большинства базовых положений классической физики. В частности, не обязательно сдавать в архив такие принципы, как причинность и локальность, не обязательно отказываться от классической формальной логики и колмогоровской теории вероятностей.

Современное противопоставление квантовой физики классической во многом связано с тем, что используемые в них математические аппараты очень сильно различаются. Соответственно, чтобы снять это противопоставление, желательно использовать математический аппарат, который пригоден как в классической, так и в квантовой физике.

Оказывается, что такой аппарат существует. Это алгебраический подход, который давно развивается (см., например, [1–7]), но, на наш взгляд, так и не занял подобающего ему места в математической структуре физики. В этом обзоре будем опираться на специальный вариант алгебраического подхода, разработанный автором в статьях [8–12]. Феноменологическое обоснование принимаемых в этом подходе аксиом можно найти в обзоре [8]. Там же можно найти описание особенностей математического аппарата и его связи с традиционным аппаратом, обычно используемым в квантовой механике.

В предлагаемой статье приведены только базовые положения используемого подхода. Основное внимание уделено интерпретации целого ряда экспериментов, для которых традиционно считается, что наглядная интерпретация невозможна.

Но прежде чем обсуждать квантовые эксперименты, полезно рассмотреть очень любопытный классический эксперимент, который моделирует многие характерные особенности квантовых экспериментов. Имеется в виду эксперимент с блуждающей каплей, выполненный группой французских исследователей [13, 14].

1. ЭКСПЕРИМЕНТ С БЛУЖДАЮЩЕЙ КАПЛЕЙ

Эксперимент был организован следующим образом. Плоский резервуар, наполненный силиконовым маслом, подвергался вибрации в вертикальном направлении с характерным ускорением, большим ускорения силы тяжести. На поверхность силиконового масла падала капелька того же масла диаметром порядка 1 мм. За счет вибрации капелька отскакивала от поверхности, не слипаясь с основной массой масла. В таком подсакивающем состоянии капелька могла существовать неопределенно долго.

При каждом ударе о поверхность капелька порождала поверхностную волну. Условия подбирались таким образом, чтобы при каждом падении капелька попадала на внешнюю ниспадающую сторону горба поверхностной

волны, порожденной предыдущим падением капли. При отскоке от наклонной поверхности капля приобретала скорость как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. В результате образовывалась сложная система, состоящая из поверхностной волны и когерентной с ней подпрыгивающей капли, передвигающейся в горизонтальном направлении. Эту систему авторы назвали «ходоком».

С «ходоком» были проведены эксперименты нескольких типов: отражение «ходока» от стенки, взаимодействие двух «ходоков», дифракция «ходока» на одной щели, интерференция «ходока» на двух щелях. Пожалуй, наиболее любопытным оказался эксперимент с интерференцией.

Этот эксперимент был организован следующим образом. Резервуар с маслом перегораживался полоской металла, лежащей на дне. Толщина слоя масла над полоской была настолько малой, что над ней поверхностная волна затухала. В результате передвижение в горизонтальном направлении подпрыгивающей капли над полоской прекращалось. Сделав в полоске два поперечных прохода шириной 8 мм и расстоянием между проходами 15 мм, экспериментаторы организовали двухщелевой эксперимент с «ходоком».

Во время эксперимента велась скоростная видеосъемка для постоянного наблюдения за каплей и поверхностной волной. С помощью этой съемки было установлено, что капля прошла через одну из щелей, а поверхностная волна через обе. За барьером обе части волны интерферировали между собой, а блуждающая капля взаимодействовала уже с результирующей волной и при движении в горизонтальном направлении отклонилась от перпендикуляра к перегородке на угол α . Этот угол измерялся, после чего эксперимент повторялся с самого начала с другой каплей.

При одинаковых начальных условиях у разных капель углы отклонения α сильно и, казалось бы, беспорядочно различались. Но самым удивительным оказался результат статистической обработки полученных данных. Этот результат отображен на рис. 1.

В этом рисунке легко узнать типичную интерференционную картину. С хорошей точностью она может быть фитирована рассеянием плоской волны на двух щелях. Хотя, конечно, капельки никакой физической волны не могли составлять, так как они существовали в различные промежутки времени. Иными словами, в данном случае интерференционная картина — это чисто статистический эффект. Можно сказать, прыгающие капельки образуют волну вероятностей.

Распределение вероятностей самым существенным образом определяется видом ансамбля рассматриваемых событий. В данном случае экспериментаторы отбирали те события, в которых изначально капельки двигались перпендикулярно барьеру. Кроме того, экспериментаторы постарались выровнять вдоль барьера плотность числа капель, пересекающих щели.

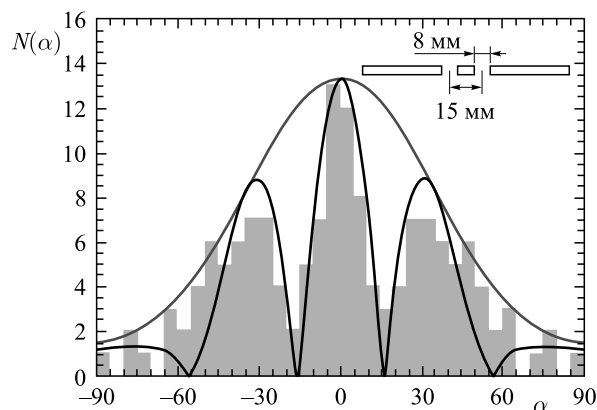


Рис. 1. Гистограмма, описывающая статистику прохождения подпрыгивающих капель масла через перегородку с двумя щелями

Результаты этого эксперимента поразительным образом схожи с результатами соответствующих экспериментов в микромире. Это можно продемонстрировать на примере опытов Тономуры [15, 16]. В этих опытах исследовалось рассеяние пучка электронов в бипризме, которая по своим физическим свойствам аналогична экрану с двумя щелями. Интенсивность пучка была настолько мала, что одновременно в установке в среднем находилось менее одного электрона. Это позволяло пренебречь влиянием взаимодействия электронов между собой на результаты эксперимента. Кроме того, в опыте можно было фиксировать результат прохождения небольшого числа электронов.

Результаты эксперимента приведены на рис. 2, взятом из обзора [16]. Отдельные фотографии соответствуют различным временам экспозиции. На фотографии *a* зарегистрированы следы от 10 электронов, на фотографии *б* —

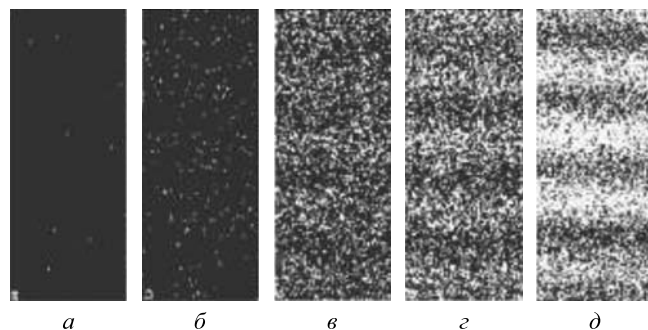


Рис. 2. Интерференционная картина при рассеянии электронов

от 200 электронов, на фотографии ϵ — от 6000 электронов, на фотографии ζ — от 40 000 электронов, на фотографии δ — от 140 000 электронов.

Видно, что при регистрации небольшого числа электронов (фотографии a и b) никакая интерференционная картина не просматривается. Такая картина проявляется только в случае регистрации очень большого числа электронов (фотографии ζ и δ).

Данный опыт говорит в пользу того, что в отдельном электроны волновые свойства не проявляются. Они проявляются только в ансамбле электронов, сформированном специальным образом. В рассматриваемом случае все электроны имели приблизительно одинаковый импульс.

В эксперименте с капелькой решающим фактором в возникновении волны вероятностей явился когерентный характер взаимодействия каждой из капель с сопровождающей ее поверхностной волной. В результате возникла сильно-связанная система — «ходок». Сильная связь проявилась в том, что именно взаимодействие капельки с поверхностной волной определило траекторию движения капельки в горизонтальном направлении.

Это наводит на мысль попытаться найти аналог «ходока» и в эксперименте с электроном. Но чтобы продуктивно сравнивать явления в микро- и макромире, желательно «привести к единому знаменателю» базовые понятия в классической и квантовой физике. Наиболее успешно это можно сделать в алгебраическом подходе.

2. УНИФИКАЦИЯ БАЗОВЫХ ПОНЯТИЙ ДЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ И КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

В качестве первичного понятия как для классических, так и для квантовых систем примем наблюдаемую. Операционно наблюдаемую можно определить как физическое свойство системы, для которого с помощью определенной измерительной процедуры получается некоторое численное значение. Далее наблюдаемые обозначаются латинскими буквами с крышечкой, а значение наблюдаемой — той же буквой без крышечки.

Наблюдаемая \hat{A} считается локализованной в области \mathcal{O} четырехмерного пространства-времени \mathfrak{M} , если ее значение A можно определить с помощью измерения в области \mathcal{O} . В алгебраическом подходе точки области \mathcal{O} наблюдаемыми не являются.

К сожалению, понятие наблюдаемой в классической и квантовой физике обычно формализуется совершенно по-разному. В классической физике наблюдаемая — это действительная функция канонических переменных, в квантовой физике — это самосопряженный оператор в гильбертовом пространстве. Общим для этих понятий является то, что для них можно определить операции сложения и умножения, а также операцию умножения на действительное число.

В математике говорят, что такие величины образуют алгебру (см., например, [17]). Ограниченные действительные (и комплексные) функции и операторы в гильбертовом пространстве являются элементами так называемой C^* -алгебры [18]. Поэтому можно принять следующий постулат.

Постулат 1. *Наблюдаемые \hat{A} физической системы являются эрмитовыми элементами некоторой C^* -алгебры \mathfrak{A} .*

Более развернутое обоснование того, почему для наблюдаемых следует выбрать именно C^* -алгебру, можно найти в [8]. Множество наблюдаемых далее будем обозначать \mathfrak{A}_+ ($\mathfrak{A}_+ \subset \mathfrak{A}$).

Заметим, что любая C^* -алгебра может быть представлена в виде множества операторов в подходящем гильбертовом пространстве.

Что такое *физическая система*, интуитивно более или менее понятно, но для построения математического аппарата желательно иметь некоторое формальное определение.

Поэтому мы физической системой назовем некоторое подмножество \mathcal{O} множества \mathfrak{M} и некоторое множество $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$ наблюдаемых, заданных на множестве \mathcal{O} . Соответственно, подсистема — это некоторое подмножество \mathcal{O}' множества \mathcal{O} и некоторое подмножество $\mathfrak{A}'_+(\mathcal{O}')$ множества $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$ системы. При этом не предполагается, что подсистемы как-то изолированы друг от друга. Они могут перекрываться. Не обязательно, чтобы в алгебру системы или подсистемы наблюдаемые входили совместно с канонически сопряженными.

Например, в случае блуждающей капли область физической системы (подсистемы) можно определить следующим образом. Пространственная часть \mathcal{O} — поверхность резервуара с маслом, временная часть — время проведения эксперимента, наблюдаемая — характеристическая функция $\chi(x)$, значение которой равняется 1, если капля находится в точке $x \in \mathcal{O}$, и равняется 0, если не находится. Значение именно этой наблюдаемой представляет интерес в эксперименте, описанном в предыдущем разделе.

Классические и квантовые системы различаются тем, что у классических систем все наблюдаемые совместимы (одновременно измеримы), а у квантовых систем есть как совместимые, так и несовместимые наблюдаемые. Опыт показывает, что справедлив следующий постулат.

Постулат 2. *Множество совместимых между собой наблюдаемых является действительной ассоциативной коммутативной алгеброй. Наоборот, если наблюдаемые принадлежат некоторой действительной ассоциативной коммутативной алгебре, то они совместимы.*

Квантовая система может иметь классические подсистемы. Этому соответствует то, что каждая C^* -алгебра имеет коммутативные подалгебры. Ком-

мутативная подалгебра называется максимальной, если она не является подалгеброй другой коммутативной подалгебры.

Если C^* -алгебра некоммутативна, то она имеет бесконечно много максимальных коммутативных подалгебр Ω_ξ . Индекс ξ отличает одну такую подалгебру от другой.

Если система классическая, то сумме наблюдаемых соответствует сумма полученных значений, а произведению наблюдаемых — произведение значений. Говорят, что для классической системы результаты измерений являются гомоморфным отображением алгебры наблюдаемых в множество действительных чисел. Для коммутативной C^* -алгебры такое отображение называется характером алгебры (см. [18]).

Характер подалгебры Ω_ξ будем обозначать $\varphi_\xi(\cdot)$. Отображение

$$\hat{A} \rightarrow A_\xi = \varphi_\xi(\hat{A}),$$

где \hat{A} принадлежит Ω_ξ ($\hat{A} \in \Omega_\xi$), задает линейный мультипликативный функционал на алгебре Ω_ξ .

Вторым важнейшим атрибутом физической системы является состояние. Опять-таки в традиционном подходе это понятие в классической и квантовой физике определяется по-разному. В классической физике состояние ставит в соответствие каждой наблюдаемой число — значение этой наблюдаемой. Обычно состояние задается с помощью точки в фазовом пространстве. Однако такой способ предполагает, что, во-первых, каждая наблюдаемая имеет канонически сопряженную, во-вторых, известно уравнение движения для системы. В случае капельки физическая система, как мы ее определили ранее, не обладает ни тем, ни другим. Для нее состояние можно задать, задав характер ее алгебры. Такой способ пригоден для любой классической системы, в том числе и для открытой. Конечно, очень часто гораздо удобнее использовать традиционный способ задания состояния, но надо помнить, что он не всегда применим.

Задание состояния с помощью характера можно обобщить и на случай квантовых систем. Для квантовой системы каждая наблюдаемая \hat{A} , принадлежащая \mathfrak{A}_+ , одновременно принадлежит какой-нибудь действительной максимальной подалгебре Ω_ξ . Поэтому для фиксации значений всех наблюдаемых квантовой системы достаточно зафиксировать набор $\varphi = [\varphi_\xi]$ характеров $\varphi_\xi(\cdot)$, по одному для каждой подалгебры Ω_ξ . Назовем такой набор элементарным состоянием и примем следующий постулат.

Постулат 3. *Результат измерения любой наблюдаемой физической системы определяется ее элементарным состоянием.*

Этот постулат справедлив как для квантовой системы, так и для классической. Только для классической системы набор $\varphi = [\varphi_\xi]$ состоит из одного

элемента, а для квантовой — из бесконечного числа элементов. Обратим внимание на то, что понятие *элементарное состояние* существенным образом отличается от понятия *квантовое состояние*. В то время как квантовое состояние фиксирует только вероятности обнаружить те или иные значения наблюдаемых, элементарное состояние фиксирует сами значения.

Это вроде бы противоречит практике квантовых измерений. В действительности никакого противоречия нет. Дело в том, что из всего набора $\varphi = [\varphi_\xi]$ экспериментально можно найти только один функционал, например, $\varphi_\eta(\cdot)$. Для одновременного нахождения большего числа функционалов обязательно потребовалось бы производить несовместимые измерения.

Поэтому с помощью совместимых измерений мы сможем только установить, что интересующая нас физическая система находится в каком-то одном из элементарных состояний, принадлежащих классу $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ элементарных φ_η -эквивалентных состояний $\varphi = [\varphi_\xi]$. Этот класс состоит из элементарных состояний, для которых функционал $\varphi_\eta(\cdot) \in \varphi \in \{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ один и тот же. Все другие функционалы $\varphi_\xi(\cdot)$ в различных элементах класса друг с другом не связаны.

С такой информацией мы можем предсказать результат измерения только для наблюдаемых $\hat{A} \in \Omega_\eta$. Для других наблюдаемых ничего определенного сказать нельзя, так как для разных элементов из класса $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ эти значения могут быть разными.

Постулат 3 утверждает, что элементарное состояние определяет результат любого измерения. Это значит, что элементарное состояние является объективной характеристикой исследуемой системы, не зависящей от измерительного прибора. В противоположность этому результат измерения (показание прибора), конечно, может зависеть от свойств прибора. Мы привыкли, что если измерительный прибор «хороший» и правильно откалиброван, то влиянием прибора на результат измерения можно пренебречь. Однако для квантовых наблюдаемых это не всегда справедливо.

Наблюдаемая \hat{A} может одновременно принадлежать нескольким подалгебрам Ω_ξ ($\hat{A} \in \Omega_\xi \cap \Omega_{\xi'}$). Можно показать (см. [8]), что в общем случае калибровка прибора не позволяет добиться выполнения, казалось бы, естественного условия

$$\varphi_\xi(\hat{A}) = \varphi_{\xi'}(\hat{A}), \quad \text{если } \hat{A} \in \Omega_\xi \cap \Omega_{\xi'}, \quad \varphi_\xi(\cdot) \in \varphi, \quad \varphi_{\xi'}(\cdot) \in \varphi. \quad (1)$$

Если для некоторого элементарного состояния φ равенство (1) выполняется для всех Ω_ξ , содержащих наблюдаемую \hat{A} , то будем говорить, что элементарное состояние φ стабильно на наблюдаемой \hat{A} .

Класс φ_η -эквивалентных элементарных состояний, стабильных на всех наблюдаемых $\hat{A} \in \Omega_\eta$, обладает физическими свойствами, которые приписываются в стандартном подходе квантовому состоянию, описываемому век-

тором, соответствующим определенным значениям наблюдаемых $\hat{A} \in \Omega_\eta$. Это является основанием объявить этот класс квантовым состоянием $\Psi_{\varphi_\eta} = \{\varphi\}_{\varphi_\eta}$.

С другой стороны, отдельные элементарные состояния, входящие в класс $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$, обладают всеми признаками элементарных событий колмогоровской теории вероятностей. В каждом испытании реализуется одно и только одно элементарное событие (см. [19, 20]). Поэтому среднее значение наблюдаемой $\hat{A} \in \Omega_\xi$ по классу эквивалентности $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ естественным образом задается стандартной формулой теории вероятностей

$$\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{A}) = \int_{\varphi \in \Psi_{\varphi_\eta}} P_{\hat{A}}(d\varphi) \varphi_\xi(\hat{A}), \quad (2)$$

где

$$P_{\hat{A}}(d\varphi) = P(\varphi : \varphi_\xi(\hat{A}) \leq A + dA) - P(\varphi : \varphi_\xi(\hat{A}) \leq A).$$

Здесь $P(\varphi)$ — вероятностная мера на классе $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ (подробности см. в [8]).

Чтобы формула (2) действительно соответствовала квантовому среднему, вероятностная мера $P(\varphi)$ должна быть такой, что справедлив следующий постулат.

Постулат 4. *Вероятностное распределение в классе эквивалентности, соответствующем квантовому состоянию, таково, что правая часть равенства (2) не зависит от ξ и задает линейный функционал $\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{A})$ на алгебре \mathfrak{A} .*

В статье [8] показывается, что такое распределение существует, а соответствующий функционал удовлетворяет соотношению

$$\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{A})\tilde{p}_{\varphi_\eta} = \tilde{p}_{\varphi_\eta}\tilde{A}\tilde{p}_{\varphi_\eta}, \quad (3)$$

где \tilde{p}_{φ_η} — некоторый одномерный проектор в гильбертовом пространстве, в котором реализуется точное представление алгебры, а \tilde{A} — оператор в этом представлении, соответствующий \hat{A} . Наоборот, функционал, удовлетворяющий соотношению (3), удовлетворяет постулату 4. Соотношение (3) чисто алгебраическое. Оно не зависит от выбора конкретного представления.

Заметим, что в стандартном математическом аппарате квантовой механики нет объекта, который мог бы играть роль элементарного события. Поэтому принято считать, что колмогоровская теория вероятностей неприменима в квантовой механике. В используемом подходе колмогоровскую теорию вероятностей применять можно, но не надо забывать об особенностях квантовых систем (см. [10]). Дело в том, что в теории Колмогорова вероятности приписываются не элементарным событиям, а событиям, каждое из которых

является некоторым подмножеством множества элементарных событий. При этом далеко не всякому событию можно приписать вероятностную меру.

Прежде чем говорить о вероятностной мере, в множестве элементарных событий следует построить так называемую σ -алгебру, т. е. множество элементарных событий следует разбить определенным образом на подмножества, и только таким подмножествам можно приписать определенные вероятностные меры. Эти подмножества должны быть отличимы друг от друга с помощью совместимых измерений (подробности см. в [8, 10]). Для квантовых систем это накладывает значительные ограничения на допустимые σ -алгебры.

Если не обращать внимания на эти ограничения, что обычно и делается, то можно прийти к выводу, что прямым следствием колмогоровской теории вероятностей являются различные варианты неравенства Белла [22–24]. В действительности это утверждение ошибочно (см. [8, 9]). Аналогичным образом дело обстоит с запрещающей (no-go) теоремой Кохена–Шпекара [25]. При ее доказательстве молчаливо предполагается, что всегда справедливо равенство (1).

Имея C^* -алгебру \mathfrak{A} и линейный положительный нормированный функционал $\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{A})$ на ней, можно с помощью канонической конструкции Гельфанда–Наймарка–Сигала (см., например, [3, 21]) построить представление этой алгебры в гильбертовом пространстве. Другими словами, построить гильбертово пространство \mathfrak{H} , в котором каждому элементу $\hat{A} \in \mathfrak{A}$ соответствует линейный оператор \tilde{A} , действующий в пространстве \mathfrak{H} , а квантовому среднему $\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{A})$ — математическое ожидание $\langle \hat{A} \rangle = \langle \Phi | \tilde{A} | \Phi \rangle$, где $|\Phi\rangle \in \mathfrak{H}$ — соответствующий вектор гильбертова пространства.

Так воспроизводится в данном подходе стандартный математический аппарат квантовой механики. Следует отметить, что при таком подходе средние значения наблюдаемых равняются математическим ожиданиям по построению. Поэтому отпадает необходимость в постулате Борна, который в стандартном подходе не следует из начальных физических принципов. Теперь это не самостоятельный постулат, а правило Борна с ограниченной областью применимости. Оно пригодно для вычисления средних значений наблюдаемых по ансамблям, соответствующим квантовым состояниям, но может оказаться непригодным для исследования свойств индивидуальных событий.

При этом не надо отождествлять ансамбль элементарных событий с ансамблем физических объектов. Например, квантовому состоянию электрона в отдельном атоме водорода можно сопоставить ансамбль элементарных событий — класс эквивалентности элементарных состояний. Для этого достаточно считать, что каждому моменту времени соответствует отдельное элементарное состояние. Они эквивалентны, так как у них совпадают значения энергии и момента импульса. Другие наблюдаемые могут иметь разные значения.

3. РАССЕЙАНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ДВУХ ЩЕЛЯХ

Прежде чем перейти непосредственно к рассмотрению интересующего нас процесса, коротко обсудим другой процесс — рассеяние электрона на ядре. Этот процесс хорошо изучен как экспериментально, так и теоретически (см., например, [26]). Сечение упругого рассеяния электрона на ядре успешно вычисляется в рамках теории возмущений. Правда, в старших порядках теории возмущений встречаются трудности, связанные с возникновением инфракрасных расходимостей. Однако в квантовой теории поля разработан метод, позволяющий успешно преодолеть эти трудности.

Метод заключается в следующем. Экспериментально процесс упругого рассеяния неотделим от процесса рассеяния электрона на ядре с испусканием мягких тормозных фотонов, если энергия этих фотонов ниже порога чувствительности используемых измерительных приборов. При этом чем более высокие порядки теории возмущений мы учитываем, тем большее количество тормозных фотонов мы должны принимать во внимание, чтобы скомпенсировать инфракрасные расходимости. Таким образом, в этой схеме расчета считается, что из области рассеяния вылетает не одиночный электрон, а электрон, окруженный облаком мягких фотонов.

Подчеркнем, что появление тормозных фотонов не является следствием инфракрасных расходимостей, оно непосредственно следует из правил Фейнмана. Просто компенсация инфракрасных расходимостей — это яркий пример большой роли таких фотонов в квантовых процессах. Образование большого количества тормозных фотонов является общепринятым фактом в квантовой теории поля, но вне проблемы борьбы с инфракрасными расходимостям ему обычно не придают значения.

Чтобы быть последовательными, мы должны считать, что всегда, когда нам кажется, что летит отдельный электрон, в действительности летит электрон, окруженный облаком мягких фотонов. Сделаем одно дополнительное предположение. Будем считать, что эти мягкие фотоны когерентны между собой и когерентны электрону. Поэтому между ними возможно резонансное взаимодействие.

Конечно, длины волн де Бройля у мягких фотонов и электрона разные. Когерентность может возникнуть, например, за счет старших гармоник, если импульсы p_{ph} мягких фотонов связаны с импульсом p_e электрона соотношениями $p_{ph} : p_e = 1 : n$, где n — целые числа. Кроме того, может быть существенным механизм Глаубера [27, 28], который был разработан именно для мягких фотонов. Когерентность по Глауберу — это коллективный эффект, в котором участвуют много фотонов. Когерентность возникает, когда сумма импульсов одной группы фотонов равняется сумме импульсов другой группы фотонов. Конкретная причина возникновения когерентности роли не играет. Важен сам факт ее наличия.

Поскольку электрон и сопровождающие его тормозные фотоны рождаются в одном акте, вполне возможно, что между ними может возникнуть когерентность. Конечно, это достаточно смелое предположение. Но нам кажется, что оно более физически оправданно, чем обычные в квантовой механике предположения о наличии действия на расстоянии, например, коллапс волновой функции. Как это явление можно совместить с принципом причинности [29] или эйнштейновской локальностью [30], не очень понятно. С другой стороны, эти принципы лежат в основании современной квантовой теории поля.

Предположив наличие когерентности, мы получаем вполне наглядную картину, в которой совмещаются корпускулярные и волновые свойства электрона. Носителями корпускулярных свойств являются степени свободы, относящиеся непосредственно к электрону, в то время как волновые свойства обеспечиваются степенями свободы, относящимися к сопровождающим электрон мягким фотонам. Таких фотонов бесконечно много, но они переносят конечное количество энергии. Поэтому можно ожидать, что с хорошей точностью эти фотоны могут быть описаны классическим электромагнитным полем.

Теперь легко нарисовать полуклассическую картину рассеяния электрона на двух щелях. Налетающий электрон проходит через одну из щелей, а сопровождающая его электромагнитная волна, состоящая из мягких фотонов, проходит через обе щели. Согласно принципу Гюйгенса–Френеля мы можем считать, что каждая точка обеих щелей является источником электромагнитного поля. Фотоны этого поля резонансно взаимодействуют с электроном, в результате чего возникает интерференционная картина. Если мы попытаемся узнать, через какую щель прошел электрон, то мы будем вынуждены как-то воздействовать на электрон и (или) фотоны измерительным прибором. В результате этого воздействия когерентность электрона и мягких фотонов будет нарушена. Это приведет к исчезновению резонансного взаимодействия и интерференционной картины.

На самом деле, как хорошо известно, в классической оптике принцип Гюйгенса–Френеля — это лишь удобный рецепт приближенного расчета интерференционной картины. Физические процессы протекают несколько по-другому. В действительности источниками вторичных электромагнитных волн являются не точки светового фронта, а токи, возникающие в стенке, в которой прорезаны щели. Эти токи излучают электромагнитные волны, которые когерентны первоначальным и участвуют в образовании интерференционной картины. Аналогичная ситуация имеет место и в случае рассеяния электрона на двух щелях. Здесь мы можем не ссылаться на принцип Гюйгенса–Френеля, а провести квантово-механический расчет.

Теперь попытаемся нашим качественным рассуждениям придать математическую форму. Принципиальная схема опыта рассеяния электрона на

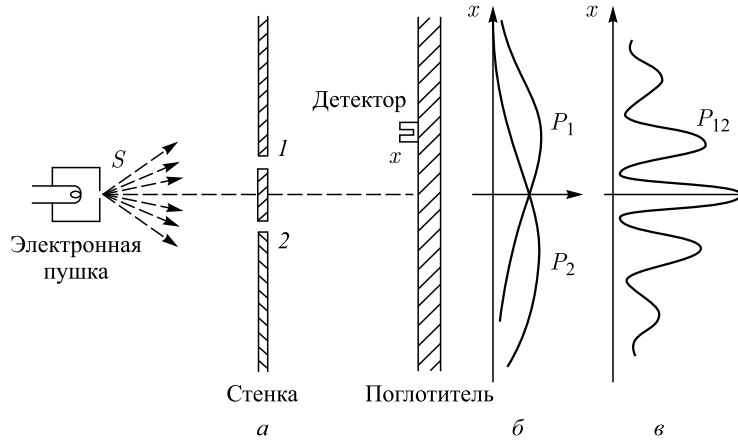


Рис. 3. Интерференционный опыт с электронами по Фейнману [31]

двух щелях изображена на рис. 3. Чтобы максимально упростить математическое описание, рассмотрим следующую конфигурацию экспериментальной установки. В стенке имеются две одинаковые узкие длинные щели. Излучатель электронов представляет собой длинную полоску, параллельную щелям. Расстояния от щелей до излучателя и поглощающего экрана много больше расстояния r между щелями и ширины d каждой из щелей. В этом случае интерференционная картина будет однородна по направлению вдоль щелей, и достаточно ограничиться рассмотрением картины в плоскости, перпендикулярной щелям.

Ясно, что в формировании интерференционной картины примут участие электроны, прошедшие либо через щель 1, либо через щель 2. Сама интерференционная картина определяется вероятностным распределением импульсов электронов, рассеянных на щелях. Таким образом, для описания процесса существенны три события. Событие F_1 — факт прохождения электрона через щель 1, событие F_2 — факт прохождения электрона через щель 2, событие F_k — факт попадания x -составляющей k импульса рассеянного электрона в фиксированный малый интервал δk .

Стоящую перед нами задачу можем попытаться сформулировать как типичную задачу нахождения условной вероятности реализации события F_k при условии реализации события F_1 или F_2 . Обозначим через $P(F)$ вероятность реализации события F . Согласно стандартным формулам теории вероятностей (см., например, [20]) имеем

$$P(F_k) = \frac{P(F_k \cap (F_1 + F_2))}{P(F_1 + F_2)}. \quad (4)$$

Здесь $F_a \cap F_b$ означает одновременную реализацию событий F_a и F_b . Так как щели одинаковые, то $P(F_1 + F_2) = P(F_1) + P(F_2) = 2P(F_1) = 2P(F_2)$. Учитывая это, формулу (4) преобразуем к виду

$$P(F_k) = \frac{1}{2} \frac{P(F_k \cap F_1)}{P(F_1)} + \frac{1}{2} \frac{P(F_k \cap F_2)}{P(F_2)}. \quad (5)$$

Слагаемые в правой части равенства (5) описывают вероятность попадания электрона в интервал δk при рассеянии на щели 1 и отдельно при рассеянии на щели 2. Это соответствует отсутствию интерференции. На рис. 3 этой ситуации соответствует график б, где

$$P_i \delta k = P(F_k \cap F_i) P^{-1}(F_i), \quad i = 1, 2.$$

При получении такого результата мы совершили типичную ошибку, которая допускается при применении стандартных формул теории вероятностей для описания квантовых процессов. Мы молчаливо предполагали, что вероятности $P(F_k \cap F_i)$ ($i = 1, 2$) существуют. Однако чтобы выделить событие $F_k \cap F_i$, нужно одновременно измерить импульс и координату, а такие измерения несовместимы. Поэтому, как сказано в разд. 3, это событие не является элементом никакой допустимой σ -алгебры, и ему не соответствует никакое определенное значение вероятности.

Аналогичная ошибка допускается при доказательстве неравенства Белла [22, 23]. По этому поводу см. [8].

Однако существует другой путь. Будем рассматривать источник электронов и стенку с двумя щелями в качестве единой физической системы. Согласно принятой физической модели между электроном и сопровождающим его облаком тормозных фотонов существует резонансное взаимодействие. Поэтому мы не можем считать электрон свободным. Но мы можем считать его подсистемой единой системы, состоящей из электрона и облака. Эта объединенная система имеет большое количество наблюдаемых, описывающих как непосредственно электрон, так и сопровождающее его облако. Как уже отмечалось ранее, облако можно рассматривать как классическое электромагнитное поле.

В рамках подхода, сформулированного в данном разделе, физическую ситуацию можно описать следующим образом. Благодаря резонансному взаимодействию с мягкими фотонами электрон является открытой системой. Так как в каждом конкретном случае структура облака мягких фотонов нам неизвестна, то написать уравнение движения электрона мы не можем. Но, конечно, каждый конкретный электрон находится в определенном элементарном состоянии. Впрочем, об этом элементарном состоянии нам известно не много. Мы знаем, что электрон в момент прохождения через стенку со щелями находился внутри одной из щелей, т. е. соответствующая наблюдаемая

(характеристическая функция) имела значение 1. С такой информацией о конкретном электроне сказать можно очень мало. Вместе с тем пример «ходока» показывает, что такой информации может оказаться достаточно, чтобы зафиксировать статистические характеристики ансамбля электронов.

Следуя фон Нейману [32], воспользуемся подвижностью границы между измерительным прибором и исследуемой системой. К последней отнесем систему с наблюдаемыми, соответствующими положению электрона на оси x (см. рис. 3) и проекцией на эту ось импульса электрона. Стенку со щелями и рассеянное на щелях облако мягких тормозных фотонов отнесем к измерительному прибору. Этот прибор отбирает те исследуемые системы, в которых значение наблюдаемой, описывающей положение электрона, попадает в одну из щелей. При этом за счет взаимодействия электрона с прибором в каждом отдельном случае импульс электрона меняется неконтролируемым образом. Однако если прибор является не только измерительным, но одновременно приготавливает квантовое состояние, то ансамбль прошедших электронов приобретает структуру квантового ансамбля с распределением, подчиняющимся постулату 4.

Поэтому мы можем воспользоваться формулой (3), в которой в качестве проектора \tilde{p}_{φ_n} следует подставить проектор $|s\rangle\langle s|$, выделяющий квантовое состояние $|s\rangle$. Это состояние соответствует прохождению электрона через любую из двух щелей. В качестве \tilde{A} подставим оператор $|k\rangle\langle k| \delta k$, соответствующий попаданию x -проекции импульса рассеянного электрона в интервал δk . Тогда формула (3) приобретет вид $P(k) \delta k |s\rangle\langle s| = |s\rangle\langle s|k\rangle\langle k|s\rangle\langle s| \delta k$ или

$$P(k) \delta k = \langle s|k\rangle\langle k|s\rangle \delta k. \quad (6)$$

Теперь можем воспользоваться стандартной техникой квантовой механики. Подставляя

$$|s\rangle \rightarrow \Psi_s(x) = \frac{1}{\sqrt{2d}} \quad \text{при} \quad \frac{r}{2} < |x| < \frac{r}{2} + d, \quad 0 \text{ в другом случае,}$$

$$|k\rangle \rightarrow \Psi_k(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp\left\{\frac{ikx}{\hbar}\right\},$$

в формулу (6), получаем

$$P(k) \delta k = \frac{\hbar}{\pi k^2 d} \sin^2\left(\frac{kd}{2\hbar}\right) \cos^2\left(\frac{k(d+r)}{2\hbar}\right) \delta k.$$

Полагая $k \simeq 2\pi\hbar x(l\lambda)^{-1}$, этой формуле можно придать вид

$$P_{12}(x) \delta x \simeq \frac{l\lambda}{2\pi^2 x^2 d} \sin^2\left(\frac{x\pi d}{l\lambda}\right) \cos^2\left(\frac{x(d+r)\pi}{l\lambda}\right) \delta x. \quad (7)$$

Здесь $P_{12}(x)$ — плотность вероятности попадания электрона в точку x поглощающего экрана (график ν на рис. 3); l — расстояние от поглощающего экрана до стенки; $\lambda = 2\pi\hbar k^{-1}$.

В каждом отдельном событии электрон оставлял на поглощающем экране точечный след. Это вполне соответствует приведенной нами картине рассеяния электрона. В каждом отдельном событии мы имеем дело с одним электроном, который является носителем корпускулярных свойств и регистрируется в виде точки на экране. Сопровождающие его мягкие фотоны, являющиеся носителями волновых свойств, имеют слишком малую энергию, чтобы оставить какой-либо след на экране. Таким образом, для интерпретации результата эксперимента не надо привлекать предположение о коллапсе квантового состояния, который с точки зрения классической физики представляется крайне неестественным и противоречащим теории относительности.

Кроме того, для интерпретации не надо привлекать еще одно противоречащее интуиции предположение — отсутствие у квантовой частицы траектории. В последнее время внимание к этой проблеме возросло в связи с результатами эксперимента по наблюдению средней траектории отдельного фотона с помощью так называемого слабого измерения [33]. Если мы отказываемся от использования предположения о коллапсе, то точечное изображение электрона на поглощающем экране проще всего объяснить наличием у отдельного электрона определенной траектории.

Конечно, предположение о наличии траектории у электрона несовместимо с предположением о том, что рассматриваемый электрон находится в определенном квантовом состоянии. Но здесь такое предположение не делается. В каждом индивидуальном событии электрон характеризуется элементарным состоянием, а квантовое состояние соответствует ансамблю элементарных состояний. Одно и то же элементарное состояние может быть общим элементом большого числа различных квантовых ансамблей. В стандартном подходе этому соответствует утверждение, что существуют конечные вероятности обнаружения различных квантовых состояний у рассматриваемого объекта. Заметим, что в используемом нами подходе не утверждается, что в индивидуальном событии несовместимые наблюдаемые не могут одновременно иметь определенные значения. Вместо этого делается значительно более слабое утверждение — значения несовместимых наблюдаемых не могут быть измерены совместимым образом.

4. ЭКСПЕРИМЕНТ С ОТСРОЧЕННЫМ ВЫБОРОМ

В этом разделе мы покажем, как мягкие фотоны могут сыграть роль пилотной волны. Но, в отличие от пилотной волны де Бройля–Бома они не предполагают ни существования какого-то нового поля, ни нарушения

локальности. Для демонстрации этой роли хорошо подходит так называемый эксперимент с отсроченным выбором.

Идея эксперимента была предложена Уилером [34] более тридцати лет тому назад. Недавно его удалось осуществить с очень хорошей точностью [35].

Принципиальная схема экспериментальной установки изображена на рис. 4. Установка представляет собой интерферометр Маха–Цендера, который может работать в двух режимах: интерферометр либо разомкнут (простой 50:50 светоделитель BS_{out} отсутствует), либо замкнут (простой 50:50 светоделитель BS_{out} присутствует). Примером простого 50:50 светоделителя может служить полупрозрачное зеркало.

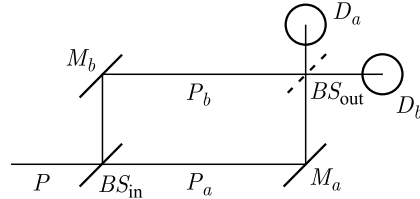


Рис. 4. Принципиальная схема эксперимента с отсроченным выбором

В прибор подается пучок фотонов P , который попадает на входной светоделитель BS_{in} . С вероятностью $1/2$ световая волна проходит через светоделитель и попадает в плечо P_a интерферометра, фаза волны при этом не меняется. С вероятностью $1/2$ волна отражается от светоделителя и попадает в плечо P_b , фаза меняется на $\pi/2$. Отражаясь от совершенных зеркал M_a и M_b , обе части волны попадают на выходной светоделитель BS_{out} , где складываются с учетом изменения фаз. При одинаковой оптической длине плеч интерферометра благодаря интерференции после такого сложения весь суммарный поток попадает в детектор D_b .

В этот тривиальный сценарий эксперимента по предложению Уилера было внесено два принципиальных изменения. Во-первых, в установку фотоны запускались по одному. Поэтому изначально было не ясно, как они будут себя вести: как волна или как частицы. Во-вторых, выходной светоделитель BS_{out} вставлялся (включался) или убирался (выключался) после того, как фотон прошел светоделитель BS_{in} и до того, как он достиг светоделителя BS_{out} .

В реальном эксперименте длина плеча интерферометра составляла 48 м. Свет проходит это расстояние за 160 нс. Конечно, за это время требуемые манипуляции с полупрозрачным зеркалом совершить нельзя. Поэтому вместо зеркала использовался светоделитель, который включался и выключался электрооптическим модулятором. При этом решение включать или выключать светоделитель принимал генератор случайных чисел. Геометрия установки была такова, что даже сигнал, распространяющийся со скоростью света, не мог перенести информацию о принятом решении к входному светоделителю до момента прохождения через него исследуемого фотона.

Результат эксперимента такой. Когда светоделитель BS_{out} выключен (прозрачен для фотона), с вероятностью $1/2$ фотон попадает в детектор D_a и с такой же вероятностью в детектор D_b . Это совпадает с вероятностью отражения и прохождения фотона в светоделителе BS_{in} . Иными словами, в этом случае фотон ведет себя как частица, которая пролетает по одному из плеч интерферометра. Когда светоделитель BS_{out} включен, все фотоны попадают в детектор D_b , т. е. в этом случае фотон ведет себя как волна, распространяющаяся по обоим плечам одновременно.

Это вроде бы согласуется с концепцией Бора о контекстуальности, согласно которой результат эксперимента зависит от общего контекста эксперимента. Но здесь возникает трудность с временным согласованием событий. Когда фотон пролетает светоделитель BS_{in} , еще не ясно, как он должен распространяться: по одному плечу или по обоим. Внешне все выглядит так, как будто будущее (состояние светоделителя BS_{out}) влияет на прошлое (выбор фотоном одного из путей или обоих сразу). Сам Уилер предлагал удовлетвориться фразой: «Нет регистрации события — нет самого события».

В настоящее время превалирует такое мнение. Нельзя говорить, как ведет себя фотон после прохождения светоделителя BS_{in} , как волна или как частица, распространяется он по одному плечу или по обоим. Только после прохождения светоделителя BS_{out} определяется дальнейшая судьба фотона. Формально такое объяснение не противоречит стандартному математическому аппарату квантовой механики, поскольку он основывается на таком нелокальном объекте, как квантовое состояние. Однако с интуитивной точки зрения такое объяснение выглядит очень неестественным.

Концепция электромагнитного поля, создаваемого мягкими тормозными фотонами, позволяет дать вполне наглядную картину всего процесса прохождения фотона через интерферометр. На первом этапе фотон рассеивается на светоделителе BS_{in} . В результате взаимодействия со светоделителем рождается сигнальный фотон, несущий основную часть энергии, и большое количество мягких тормозных фотонов. В зависимости от элементарного состояния подающего фотона сигнальный фотон попадает либо в плечо P_a , либо в P_b . Из родившихся в BS_{in} тормозных фотонов одна часть попадает в плечо P_a , а другая — в плечо P_b . Сигнальный и все тормозные фотоны когерентны друг другу.

На втором этапе, если светоделитель BS_{out} выключен, то сигнальный фотон попадает в один из детекторов D_a или D_b , где происходит его регистрация. Тормозные фотоны попадают в оба детектора, но последние на них не реагируют, так как эти фотоны несут слишком мало энергии. Если светоделитель BS_{out} включен, то тормозные фотоны возбуждают в нем колебания. Эти колебания слабые, но они когерентны сигнальному фотону. Поэтому они взаимодействуют с ним резонансным образом и направляют его в детектор D_b , где он регистрируется.

Как упоминалось ранее, тормозные фотоны должны вести себя как классическое электромагнитное поле, а по законам классической электродинамики после прохождения светоделителя BS_{out} электромагнитная волна должна попасть в детектор D_b . Ввиду малой энергии тормозных фотонов детектором D_b эта волна регистрироваться не будет, но она укажет путь для сигнального фотона, который зарегистрируется. Таким образом тормозные фотоны выполняют функцию пилотной волны.

С интерферометром Маха–Цендера, изображенным на рис. 4, был предложен еще один мысленный эксперимент [36], который наделал много шума. В этом эксперименте предлагалось светоделитель BS_{out} всегда держать включенным, а в качестве прибора, размыкающего интерферометр, поместить в одно из плеч интерферометра бомбу или болванку бомбы. Бомба должна иметь взрыватель, реагирующий даже на единичный фотон. Болванка внешне должна имитировать бомбу, но вместо взрывателя иметь отверстие, через которое фотон мог бы свободно пройти. Предлагалось использовать такую конструкцию в качестве прибора, позволяющего отличить бомбу от болванки, избежав взрыва бомбы.

Принцип действия прибора предлагался следующий. На вход прибора подается одиночный фотон. Если в интерферометр помещена болванка, то интерферометр замкнут. Поэтому, как в предыдущем эксперименте, фотон с вероятностью 1 будет зарегистрирован детектором D_b . Если помещена бомба, то ее можно рассматривать в качестве детектора. Благодаря наличию светоделителя BS_{in} она с вероятностью 0,5 регистрирует наличие фотона (взорвется). Считайте, что вам не повезло. Однако с вероятностью 0,5 она не регистрирует фотон. Это можно будет рассматривать как информацию о том, что фотон через это плечо не проходил. Тогда в светоделителе BS_{out} интерференция будет отсутствовать. Поэтому в этом случае фотон с равными вероятностями может быть зарегистрирован обоими детекторами. Проведя серию таких экспериментов, можно с хорошей вероятностью отличить болванку от бомбы. Правда, должно очень повезти, чтобы по ходу серии бомба не взорвалась.

Конечно, в силу малой эффективности и опасности никто таким способом не будет пытаться отличить бомбу от болванки. Но интересен сам факт, что такой тест возможен. С точки зрения наглядных классических представлений он в принципе невозможен. Реально такой тест (конечно, не с бомбой) был осуществлен группой Цайлингера [37] и подтвердил ожидаемые результаты.

Концепция мягких тормозных фотонов позволяет дать вполне наглядную, хотя и не классическую, интерпретацию результатов такого теста. Одиночный фотон, о котором идет речь в этом эксперименте, — это в нашей терминологии сигнальный фотон. Он сопровождается облаком когерентных ему тормозных фотонов. В светоделителе BS_{in} сигнальный фотон выбирает случайным

образом одно из плеч интерферометра, тормозные фотоны разделяются на оба плеча. Если в интерферометре болванка, то все фотоны свободно проходят через интерферометр, и, так же как в предыдущем эксперименте, в результате интерференции в светоделителе BS_{out} сигнальный фотон попадает в детектор D_b , где регистрируется. Если в интерферометре бомба, и в нее попадает сигнальный фотон, то бомба взрывается. Если в бомбу попадают только тормозные фотоны, то бомба не взрывается, так как энергии этих фотонов не хватает, чтобы привести в действие взрыватель. Однако в бомбе эти фотоны поглощаются. Поэтому до светоделителя BS_{out} доходят только фотоны, распространяющиеся по другому плечу. Соответственно, в светоделителе BS_{in} интерференции нет. Поэтому сигнальный фотон с одинаковой вероятностью попадает в любой из двух детекторов.

5. ГДЕ БЫЛ ФОТОН?

Теперь рассмотрим эксперимент, в котором авторы предлагают спросить у фотона, где он был [38].

Принципиальная схема экспериментальной установки изображена на рис. 5. Установка представляет собой двойной интерферометр Маха–Цендера. Внутренний интерферометр, состоящий из двух простых светоделителей $BS1$ и $BS2$ и двух зеркал A и B , встроен во внешний интерферометр. Последний построен из двух поляризационных светоделителей $PBS1$ и $PBS2$ и трех зеркал E , F и C . Зеркала колеблются вокруг горизонтальных осей, каждое со своей индивидуальной частотой. Все частоты разные. На светоделитель $PBS1$ направляется импульс видимого света с 10^{14} фотонов

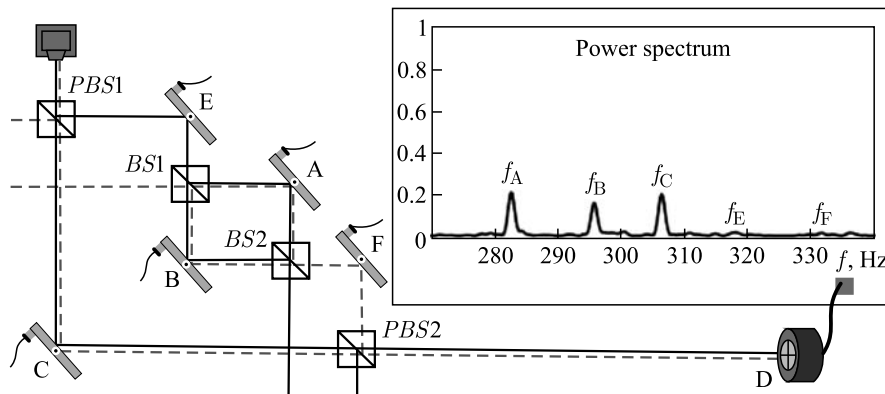


Рис. 5. Принципиальная схема установки для эксперимента «Где был фотон?»

в импульсе. Поэтому в отличие от эксперимента отсроченного выбора, описанного в предыдущем разделе, здесь вопрос о наличии волновых свойств у отдельного фотона не исследуется.

После прохождения двойного интерферометра фотоны попадают в квадрантный фотодетектор D, измеряющий разность фототока, попадающего на верхнюю и нижнюю части детектора. Эта разность возникает за счет колебания зеркал, которые заставляют колебаться луч света в вертикальном направлении. Разность фототока подвергается фурье-анализу, чтобы выявить частоты колебаний разности фототока. Можно ожидать, что анализатор выявит частоты, совпадающие с частотами колебаний зеркал. Действительно, когда двойной интерферометр был отрегулирован так, что фотоны проходили через все плечи интерферометра, выявлены именно эти частоты. Регулировка осуществлялась с помощью сдвига зеркала B в горизонтальном направлении. В этом случае разность путей через зеркала A и B должна равняться, грубо говоря, половине длины волны фотонов. Точная настройка осуществлялась с помощью вспомогательного фотодетектора PD (на рисунке не изображен). Этот детектор регистрировал фотоны, которые после светоделителя BS2 движутся по линии, направленной на рис. 5 вертикально вниз.

Однако самое удивительное произошло тогда, когда внутренний интерферометр был отрегулирован как запирающий клапан. Это реализуется тогда, когда длины путей через зеркала A и B, грубо говоря, одинаковые. В этом случае благодаря деструктивной интерференции в светоделителе BS2 в направлении зеркала F фотоны идти не должны. Ожидаемые в такой ситуации пути движения фотонов изображены на рис. 5 сплошными линиями. Иными словами, в этом случае в детектор должны попасть только фотоны, отразившиеся от зеркала C. Поэтому анализатор частот должен был выявить только частоту колебаний этого зеркала.

Результат реального эксперимента (см. вставку в рис. 5) оказался совершенно другим. Анализатор выявил частоты зеркал A, B и C. Можно было бы предположить, что благодаря несовершенной интерференции в светоделителе BS2 часть фотонов все же просочилась в направлении зеркала F. Но в этом случае, во-первых, пики f_A и f_B должны быть гораздо меньше пика f_C , а они примерно одинаковые (см. вставку). Во-вторых, что особенно удивительно, почему-то отсутствуют пики f_E и f_F .

Можно, конечно, воспринимать этот результат как торжество некоторого обобщенного принципа квантовой неопределенности. Фотоны не имеют непрерывной траектории. Они каким-то таинственным образом минуют зеркало E, попадают на зеркала A и B, потом, минуя зеркало F, попадают на светоделитель PBS2. Строго говоря, стандартному математическому аппарату квантовой механики все это не противоречит. Но ни о какой наглядной интерпретации в этом случае говорить не приходится.

Тем не менее авторы эксперимента такую интерпретацию дать пытаются. Они предлагают считать, что одновременно с движением фотонов от светоделителя $PBS1$ к детектору D следует рассматривать обратное движение фотонов от детектора D к светоделителю $PBS1$. Пути обратного движения фотонов на рис. 5 изображены штриховыми линиями. Считается, что в светоделителях обратные фотоны движутся по законам нормальных фотонов. Далее предлагается считать, что физически проявляются только те участки пути, через которые могут пройти как прямые, так и обратные фотоны. Это правило соответствует результатам эксперимента. Но, на наш взгляд, в лучшем случае это можно рассматривать как удачное мнемоническое правило, но ни в коем случае не как наглядную физическую интерпретацию.

Теперь попытаемся приложить метод мягких фотонов для интерпретации результатов этого эксперимента. Все фотоны, о которых до сих пор шла речь в данном разделе, в предыдущем разделе назывались сигнальными, так как на эти фотоны детектор может реагировать. При попадании этих фотонов в светоделители в последних помимо рождения вторичных сигнальных фотонов (мы их воспринимаем как прошедшие в определенном направлении первичные фотоны) рождаются тормозные мягкие фотоны. Так же как в предыдущем разделе, будем считать, что все вторичные фотоны когерентны породившим их первичным фотонам.

По условиям эксперимента амплитуды колебаний зеркал настолько малы, что угловой разброс фотонов, обусловленный этими колебаниями, примерно в 500 раз меньше исходного разброса фотонов от неподвижных зеркал, т. е. регистрируемый детектором эффект является эффектом первого порядка. В связи с этим все фототоки, идущие от колеблющихся зеркал, представим в виде двух слагаемых. Первое слагаемое равняется фототоку, который шел бы от соответствующего неподвижного зеркала. Второе слагаемое равняется разности фототоков, идущих от колеблющегося и неподвижного зеркал. Первое слагаемое назовем фототоком нулевого порядка, второе — фототоком первого порядка.

Проследим за фототоком, идущим через зеркало E . Если зеркала A и B неподвижны и пути от светоделителя $BS1$ до светоделителя $BS2$ через эти зеркала одинаковы, то после светоделителя $BS2$ весь фототок пойдет в сторону вспомогательного фотодетектора PD (вертикально вниз на рис. 5). В действительности зеркала A и B колеблются с разными частотами. Поэтому часть фотонов от этих зеркал попадают в разные места светоделителя $BS2$ и интерференция не является совершенной. Соответственно, эти фотоны могут прорваться в сторону зеркала F . Но здесь вступает в игру точная настройка с помощью детектора PD . Немного передвигая зеркало B , экспериментаторы добиваются максимальной фототока в детектор PD . Тем самым они пытаются свести влияние колебаний зеркал A и B на фототок, идущий в сторону зеркала F , к уровню шума.

Однако детектор PD реагирует только на сигнальные фотоны. С другой стороны, мягкие тормозные фотоны имеют гораздо бóльшую длину волны, поэтому небольшой сдвиг зеркала В на них практически никак не сказывается. Поэтому мягкие фототоки от зеркал А и В могут прорваться в сторону зеркала F. Эти фототоки имеют первый порядок малости. Соответственно, эффект от колебаний зеркала F будет эффектом второго порядка малости. Он сводится к шуму. Колебания зеркала E порождают фототок первого порядка. Он может прорваться в сторону зеркала F только за счет колебаний зеркал А и В, а это уже является эффектом второго порядка.

С другой стороны, мягкие фототоки от зеркал А и В могут отразиться от зеркала F, не замечая его колебаний. При этом они сохранят свой первый порядок. В светоделителе *PBS2* они будут взаимодействовать с сигнальным фототоком нулевого порядка от зеркала С. Благодаря когерентности это взаимодействие будет сильным. В результате этот сигнальный ток станет зависеть от колебаний зеркал А и В. Эффект будет первого порядка. Кроме того, от зеркала С идет сигнальный фототок первого порядка, который несет информацию о колебаниях зеркала С. Таким образом, до детектора D сигнальные фотоны донесут информацию о колебаниях зеркал А, В и С.

Кроме основного эксперимента были проведены контрольные эксперименты. В одном из них цепь была разорвана после зеркала С. Согласно только что изложенной схеме в этом случае до детектора D дойдет только мягкий фототок от зеркала F. Но мягкий фототок детектор D регистрирует как шум. Таким образом, в данном случае детектор D не должен регистрировать никаких пиков. Это было подтверждено экспериментом.

В другом контрольном эксперименте цепь была разорвана после зеркала F. Согласно изложенной схеме в этом случае детектор D должен регистрировать только пик f_C . Это также было подтверждено экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использованный в настоящей статье подход к квантовой теории ни в коей мере не отвергает стандартную квантовую механику. Отцы-основатели квантовой механики построили замечательное здание. Но они начали возводить это здание со второго этажа — с описания вероятностей и средних значений.

Поэтому для устойчивости этого здания потребовалось большое количество подпорок (см. рис. 6) в виде целого ряда принципов: принципа суперпозиции, принципа неопределенностей, принципа дополнительности, проекционного принципа, принципа отсутствия траекторий. Все эти принципы выглядят в достаточной мере искусственными и трудно поддаются физической интерпретации.

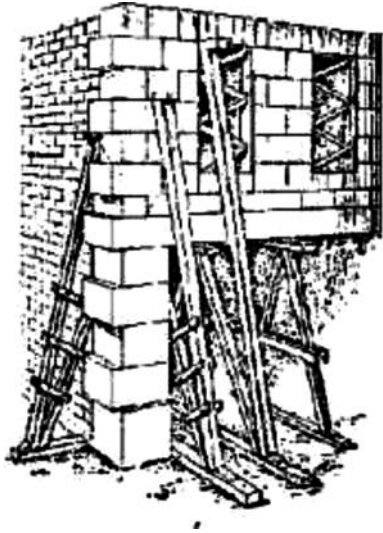


Рис. 6. Укрепление здания (копия рис. 813 из [39])

основывающуюся на опытных данных. Центральным пунктом используемого подхода является понятие *элементарное состояние*, которое отсутствует в аппарате стандартной квантовой механики. Это понятие, с одной стороны, дает четкий математический образ такого физического явления, как индивидуальный эксперимент. С другой стороны, оно позволяет использовать хорошо разработанный аппарат классической логики и классической теории вероятностей.

Основываясь на понятии элементарного состояния и применяя классическую теорию вероятностей, в используемом подходе можно полностью воспроизвести математический аппарат стандартной квантовой механики. Одновременно с этим можно указать область его применимости. Этот аппарат применим для квантовых ансамблей. Это очень важный вид ансамблей, но далеко не самый общий. В частности, этот аппарат плохо приспособлен для описания индивидуального события.

Подводя итог, вспомним слова замечательного физика Ричарда Фейнмана [40]:

«Но, мне кажется, я смело могу сказать, что квантовой механики никто не понимает. . . . Не думайте, что вам действительно необходимо понять ее содержание и построить какую-то мысленную модель. Передохните и попытайтесь просто развлечься.

Основная задача этих принципов — оправдать математический аппарат стандартной квантовой механики. Надо сказать, что этот математический аппарат оказался на редкость удачным, чего нельзя сказать о его физической интерпретации. Недаром до сих пор не стихают споры о физической интерпретации квантовой механики, хотя сам термин *физическая интерпретация* представляется весьма странным. Если квантовая механика — это физическая теория, то она не должна нуждаться ни в какой физической интерпретации. Используя указанный термин, мы вольно или невольно признаем, что квантовая механика — это не физическая теория, а математическая модель.

В настоящей работе предпринята попытка рассматривать квантовую механику именно как физическую теорию,

...Если сможете, не мучайте себя вопросом: “Но как же так может быть?” Ибо в противном случае вы зайдете в тупик, из которого еще никто не выбрался. Никто не знает, как же так может быть».

Сам Фейнман не очень-то следовал этим своим благим пожеланиям. Настоящая статья также идет вразрез с его советами. В ней представлена модель, основанная на новом для квантовой механики понятии *элементарное состояние*. Это понятие является атрибутом индивидуальной физической системы и призвано устранить отмеченную Эйнштейном неполноту квантовой механики.

Принятая здесь модель не находится в таком резком противоречии с классическими представлениями, как традиционно используемая модель квантовой механики. Это позволяет дать более или менее наглядную картину квантового мира. В частности, это дает возможность наглядно интерпретировать квантовые явления, традиционное истолкование которых с точки зрения классической физики выглядит совершенно абсурдным.

В традиционном подходе все эти явления интерпретируются с помощью представления о нелокальности, якобы присущей квантовым измерениям. В рамках предложенной модели удастся показать, что эти явления не противоречат ни принципу причинности, ни принципу локальности в наиболее жесткой форме. Показано, что эти явления согласуются с представлением о существовании локальной физической реальности, определяющей поведение физической системы в ограниченной области пространства Минковского.

С другой стороны, рассматриваемая модель не противоречит традиционному математическому аппарату квантовой механики. Она только дополняет его и указывает границы области применения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Araki H.* On the Algebra of All Local Observables // *Progr. Theor. Phys.* 1964. V. 32, No. 5. P. 844–854.
2. *Haag R., Kastler D.* An Algebraic Approach to Quantum Field Theory // *J. Math. Phys.* 1964. V. 5, No. 7. P. 848–861.
3. *Эмх Ж.* Алгебраический подход в статистической механике и квантовой теории поля. М.: Мир, 1976.
4. *Хоружий С. С.* Введение в алгебраическую квантовую теорию поля. М.: Наука, 1986.
5. *Боголюбов Н. Н. и др.* Общие принципы квантовой теории поля. М.: Наука, 1987.
6. *Браттели У., Робинсон Д.* Операторные алгебры и квантовая статистическая механика. М.: Мир, 1982.
7. *Сигал И.* Математические проблемы релятивистской физики. М.: Мир, 1968.
8. *Славнов Д. А.* Измерения и математический аппарат квантовой физики // *ЭЧАЯ*. 2007. Т. 38, вып. 2. С. 295–359.

9. *Славнов Д. А.* Проблема локальности в квантовых измерениях // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41, вып. 1. С. 149–173.
10. *Славнов Д. А.* Необходимые и достаточные постулаты квантовой механики // ТМФ. 2005. Т. 142, № 3. С. 510–529.
11. *Славнов Д. А.* О возможности согласования квантовой механики с классической теорией вероятностей // ТМФ. 2006. Т. 149, № 3. С. 457–472.
12. *Славнов Д. А.* Проблема локальности в квантовой теории // ТМФ. 2008. Т. 155, № 2. С. 327–343.
13. *Couder Y., Fort E.* Single-Particle Diffraction and Interference at a Macroscopic Scale // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 154101-4.
14. *Couder Y. et al.* Walking Droplets // Europhys. News. 2010. V. 41, No. 1. P. 14.
15. *Tomomura A. et al.* Demonstration of Single-Electron Buildup of an Interference Pattern // Am. J. Phys. 1989. V. 57. P. 117–120.
16. *Tomomura A.* Direct Observation of Thitherto Unobservable Quantum Phenomena by Using Electrons // PNAS. 2005. V. 102, No. 42. P. 14952–14959.
17. *Рудин У.* Функциональный анализ. М.: Мир, 1975.
18. *Диксмье Ж.* C^* -алгебры и их представления. М.: Наука, 1974.
19. *Колмогоров А. Н.* Основные понятия теории вероятностей. М.: Наука, 1974.
20. *Неве Ж.* Математические основы теории вероятностей. М.: Мир, 1969.
21. *Наймарк М. А.* Нормированные кольца. М.: Наука, 1968.
22. *Bell J. S.* On the Einstein–Podolsky–Rosen Paradox // Physics. 1965. V. 1. P. 195–200.
23. *Bell J. S.* On the Einstein–Podolsky–Rosen Paradox // Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics: Collected Paper on Quantum Philosophy. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. P. 139.
24. *Clouser J. F. et al.* Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 880–884.
25. *Kochen S., Specker E. P.* The Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics // J. Math. Mech. 1967. V. 17. P. 59–87.
26. *Пескин М., Шредер Д.* Введение в квантовую теорию поля. Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2001.
27. *Glauber R. J.* The Quantum Theory of Optical Coherence // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 2529–2539.
28. *Glauber R. J.* Coherent and Incoherent States of the Radiation Field // Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 2766–2788.
29. *Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1984.
30. *Струтер Р., Вайтман А. С.* РСТ, спин и статистика и все такое. М.: Наука, 1966.

31. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 1, вып. 3. М.: Мир, 1976.
32. Фон Нейман И. Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964.
33. Kocsis S. *et al.* Observing the Average Trajectories of Single Photons in a Two-Slit Interferometer // *Science*. 2011. V. 332. P. 1170–1173.
34. Wheeler J. A. *Mathematical Foundation of Quantum Theory*. New York: Acad. Press, 1978.
35. Jacques V. *et al.* Experimental Realization of Wheeler’s Delayed-Choice Gedanken Experiment // *Science*. 2007. V. 315. P. (5814):966-8; arXiv:quant-ph/0610241.
36. Elitzur A. C., Vaidman L. Quantum Mechanical Interaction-Free Measurements. arXiv:hep-th/9305002v2.
37. Kwiat P. *et al.* Interaction-Free Measurement // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P. 4763–4766.
38. Danan A. *et al.* Asking Photons Where They Have Been // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. P. 240402-5.
39. Barberot E. *Traite Pratique de Charpente* // Librairie Polytechnique. Paris, 1911.
40. Фейнман Р. Характер физических законов. М.: Мир, 1968.