

ЛЕКЦИЯ 2

Принцип суперпозиции. Понятие квантовой наблюдаемой величины

В прошлой лекции было сформулировано, что основой квантовой механики является явление **корпускулярно-волнового дуализма** — всеобщее универсальное явление природы.

Затем было показано, что это явление справедливо для света, для электромагнитных волн. Было получено, что электромагнитной волне с частотой ω , волновым вектором \vec{k} , связанным с длиной волны следующим соотношением:

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{1}{k},$$

отвечает квант энергии и импульса

$$\begin{cases} \varepsilon = \hbar\omega, \\ \vec{p} = \hbar\vec{k}. \end{cases} \quad (2.1)$$

Этим порциям невольно хочется приписать свойства частиц, однако в конце лекции было показано, что с использованием частиц, движущихся по определенным траекториям, описать явление интерференции невозможно.

Стоит заметить, что в формулах (2.1) в явном виде не говорится о частицах.

Далее, было установлено, что явление корпускулярно-волнового дуализма справедливо не только для электромагнитных волн, но и для частиц. То есть, если есть частица с энергией ε и импульсом \vec{p} , то этой частице соответствует волна с частотой ω и волновым вектором \vec{k} .

2.1. Планетарная модель атома. Постулаты Бора. Закон Бальмера. Опыт Штерна-Герлаха

Вслед за открытием Резерфордом в 1911 году атомного ядра возникла планетарная модель атома. Планетарная модель атома неустойчива, поскольку движущиеся по эллиптическим орбитам электроны, согласно классической электродинамике, должны излучать энергию, и, как следствие, за время порядка

$$\tau = 10^{-8} \text{ сек.}$$

упасть на ядро.

Бор подробнее рассматривал планетарную модель атома, и именно благодаря ему идеи Резерфорда нашли подтверждение.

Можно сказать, что именно Нильс Бор является фактическим основателем философии науки XX века. Он исходил из принципа, что нужно формировать представление об окружающем мире, наблюдая за явлениями, а не существующим представлениям пытаться сопоставить всевозможные явления. Из этого принципа вытекают **постулаты Бора** (1913 г.):

- 1) Существуют стационарные орбиты (так называемые «остановки»), находясь на которых электрон не излучает.

Лекция 2. Принцип суперпозиции. Понятие квантовой наблюдаемой величины

- 2) Если электрон переходит с одной орбиты на другую, то излучается квант света с частотой $\omega_{nn'}$

$$\frac{E_n - E_{n'}}{\hbar} = \omega_{nn'}$$

- 3) Частота перехода между соседними орбитами при больших n должна стремиться к частоте классического кругового излучения ω

$$\frac{E_n - E_{n-1}}{\hbar} \rightarrow \omega, \quad n \gg 1.$$

Пользуясь этими тремя постулатами, Бор определил стационарные орбиты. В 1916 г. Зоммерфельд обобщил теорию Бора.

Зоммерфельд исходил из того, что величина \hbar имеет размерность действия:

$$[\hbar] = [p \cdot L] = [\varepsilon \cdot t].$$

Рассмотрим движение электрона по окружности вокруг ядра с зарядом $Z \cdot e$, чтобы иметь возможность описывать не только водород, но и водородоподобные атомы (см. рис. 2.1).

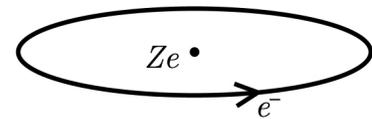


Рис. 2.1.

Таким образом, существование порций энергии означает, что существуют порции действия, величина которых кратна h . Действие в этом случае имеет следующий вид:

$$p \cdot 2\pi r = h \cdot n = 2\pi \hbar \cdot n, \tag{2.2}$$

где $n \in \mathbb{Z}$.

В классической механике возможен произвольный радиус орбиты, поэтому эта гипотеза противоречит классической механике: предполагается, что могут существовать лишь орбиты, для которых действие кратно h .

В классической механике второй закон Ньютона имеет следующий вид:

$$\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}, \quad \Rightarrow \quad mv^2 = \frac{Ze^2}{r} \tag{2.3}$$

а полная энергия в этом случае определяется следующим соотношением:

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r}. \tag{2.4}$$

где знак минус возникает из за притяжения к ядру.

Выразив из (2.3) скорость, получим выражение для классического импульса частицы:

$$p = mv = m \sqrt{\frac{Ze^2}{mr}} = \sqrt{\frac{Ze^2 m}{r}}.$$

Подставляя это выражение в (2.2), получим, что

$$\hbar n = p \cdot r = \sqrt{Ze^2 m r},$$

следовательно, радиус n -ой стационарной орбиты принимает вид:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{mZe^2} n^2. \tag{2.5}$$

Энергия электрона на n -ой орбите согласно (2.4) примет вид:

$$\varepsilon_n = -\frac{1}{2} \frac{(Ze^2)^2 m}{\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (2.6)$$

Согласно (2.6) частота перехода $n \rightarrow n'$ выражается следующим образом:

$$\omega_{nn'} = \frac{1}{2} \frac{(Ze^2)^2 m}{\hbar^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (2.7)$$

Выражение (2.7) есть не что иное, как **закон Бальмера** для водородоподобного атома.

Величина, стоящая перед скобками в уравнении (2.7) совпадала с **постоянной Ридберга** R при $Z = 1$:

$$R = \frac{1}{2} \frac{(1 \cdot e^2)^2 m}{\hbar^3}, \quad (2.8)$$

которая уже была получена ранее. Эйнштейн, заметив это, признал перспективность идей Бора.

Американский астрофизик Пиккеринг, измеряя спектр солнечного излучения, заметил, что существуют частоты, при которых n приобретает полуцелые значения. Казалось бы, это означает что теория Бора неверна.

Бор заметил, что на Солнце существует ионизированный гелий, который является водородоподобным атомом с $Z = 2$. В этом случае постоянная Ридберга (2.8) должна вырасти в четыре раза, что приведет к полуцелым значениям, поскольку в выражении (2.8) R — постоянная Ридберга для водорода.

Бор предложил Резерфорду исследовать спектр ионизированного гелия. Опыты подтвердили справедливость высказываний Бора.

Одновременно с этим Фаулер, занимающейся тонкой оптикой, заметил, что небольшое различие между постоянной Ридберга для гелия и лабораторными опытами. Ранее считалось, что ядро неподвижное, поскольку масса ядра значительно больше массы электрона. В действительности в выражении (2.8) должна стоять приведенная масса электрона:

$$m' = \frac{mM}{m+M} = \frac{m}{1 + \frac{m}{M}}, \quad \frac{m}{M} \simeq \frac{1}{2000}.$$

Это небольшое отклонение вносит незначительные, но наблюдаемые изменения в эксперимент.

В 1914 г. Франк и Густав Герц, рассеивая электроны на атомах ртути, обнаружили, что в атомах ртути есть стационарные состояния. Густав Герц был изобрел способ разделения изотопов с использованием диффузии через пористую перегородку: атомы более легкого изотопа быстрее проходят сквозь такую перегородку.

Положив в формуле (2.5)

$$Z = 1, \quad n = 1$$

и подставив соответствующие значения для постоянной Планка, массы и заряда электрона

$$\begin{aligned} \hbar &\simeq 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}, \\ m &\simeq 0,9 \cdot 10^{-27} \text{ г.} \Rightarrow mc^2 \simeq 0,5 \text{ МэВ}, \\ e &\simeq 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}, \end{aligned}$$

получим **боровский радиус атома**:

$$a_B \simeq 0,5 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Таким образом, постоянная Планка \hbar прямо определяет размер атома Бора.

Зоммерфельд обобщил теорию Бора рассмотрев движение по углу φ , по меридиану θ и по радиус-вектору r (см. рис. 2.2). То есть он заметил, что движение характеризуется тремя квантовыми числами. Зоммерфельд заметил, что произведение импульса на радиус в (2.2) — проекция на ось z момента количества движения. Таким образом, проекция момента количества движения на ось z может принять дискретные значения

В 1919 году П.Л. Капица и Н.Н. Семенов осуществили эксперимент для проверки этой теории.

В курсе теории поля было выведено выражение для силы \vec{f} , действующей на магнитный момент $\vec{\mu}$ в магнитном поле \vec{H} :

$$\vec{f} = (\vec{\mu} \nabla) \vec{H}.$$

Пусть через магнит с неоднородным полем проходит пучок атомов (см. рис. 2.3). Если бы магнитный момент мог принимать любые значения, то на выходе из установки получили бы некоторое равномерное распределение.

С другой стороны если бы магнитный момент имел дискретные значения, например — два дискретных значения, то на выходе из установки получились бы два четких пучка, что и произошло в действительности.

Из-за голода в Петрограде этот опыт не мог быть осуществлен, поэтому несколькими годами позже Штерн и Герлах осуществили этот опыт, за что получили Нобелевскую премию.

На основании «старой» квантовой теории, предложенной Бором, удалось объяснить многие другие явления, например эффект Штарка.

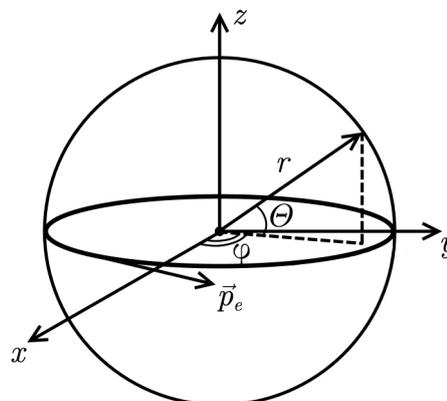


Рис. 2.2.

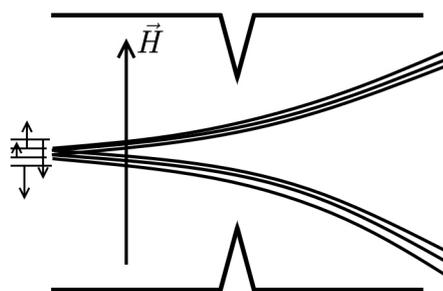


Рис. 2.3.

2.2. Принципы волновой квантовой механики. Длина волны де Бройля. Проявление волновой природы частиц

После работ Бора развитие шло в двух направлениях. Одно из направлений развивал Гайзенберг, который в 1925 г. создал квантовую механику. По мнению Гайзенберга, недостаток теории Бора состоял в том, что она не давала ответа на вопрос о движении электрона во время перехода с одной орбиты на другую.

Гайзенберг предложил построить теорию на основе только наблюдаемых величин — интенсивности наблюдаемого света, частоты и поляризации и координаты стационарной орбиты (куда входит полный набор трёх квантовых чисел). Эти величины должны характеризоваться начальным и конечным состоянием — начальной и конечной стационарной орбитой $x_{nn'}$, где под n понимаются три квантовых числа.

То есть он хотел построить теорию, где не обсуждаются промежуточные состояния во время переходов из одного состояния в другое.

Во время Гайзенберга понятие матриц еще не было в достаточной степени распространено. Построив теорию, Гайзенберг передал ее Борну, который вместе с математиком Йорданом разработали матричную теорию, которая нашла применение, когда была создана волновая механика. Было показано, что волновая механика полностью соответствует матричной механике Гайзенберга.

Волновая механика была открыта благодаря явлению корпускулярно-волнового дуализма. В 1923 г. Де Бройль заметил, что с движением электрона в атоме можно связать волну.

Из соотношений (2.1) и (2.2) следует, что

$$\hbar k r = \hbar n, \quad k = \frac{1}{\lambda}.$$

Следовательно, это выражение примет вид:

$$\frac{1}{\lambda} r = n \quad \Rightarrow \quad \frac{2\pi}{\lambda} r = n, \quad (2.9)$$

поскольку

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}.$$

Следовательно, выражение (2.9) можно записать в следующем виде:

$$2\pi r = n\lambda, \quad (2.10)$$

то есть на длине окружности должно укладываться целое число волн.

Таким образом, условие Бора-Зоммерфельда приводит к волновому требованию (2.10). Шредингер, готовясь к докладу по этой гипотезе, обобщил ее, рассмотрев случай движения в кулоновском поле. Таким образом, за полгода Шредингер создал волновую механику на основании корпускулярно-волнового дуализма.

Корпускулярно-волновой дуализм — всеобщее свойство природы. Не только волнам соответствуют частицы, но и частицам должны соответствовать волны.

Рассчитаем длину волны, при которой будут наблюдаться эффекты, когда частицы соответствуют волнам. Длина волны де Бройля для электронов определяется следующим соотношением:

$$\lambda = 2\pi \frac{\hbar}{p} = 2\pi \frac{\hbar}{\sqrt{2m\varepsilon}} = 2\pi \frac{\hbar}{mc} \sqrt{\frac{mc^2}{2\varepsilon}}. \quad (2.11)$$

В этом соотношении:

$$\frac{\hbar}{mc} \simeq 4 \cdot 10^{-11} \text{ см}, \quad mc^2 = 0,5 \text{ МэВ}.$$

Пусть энергия электрона равна $\varepsilon = 25$ эВ, в этом случае величина длины волны (2.11) окажется порядка

$$\lambda = 2\pi \frac{\hbar}{mc} \sqrt{\frac{5 \cdot 10^5}{50}} \simeq 10^{-8} \text{ см}.$$

Для электронов очень низких энергий длина волны оказывается очень маленькой. Чтобы заметить такую длину волны, нужна дифракционная решетка с очень малым размером ячейки.

Такие дифракционные решетки существуют в природе — это кристаллы. В 1926 году Дэвидсон и Джермер, а впоследствии Томсон (младший) получили дифракцию электронов в кристалле, показав что электрон проявляет волновые свойства.

Для холодных (комнатной температуры) нейтронов длина волны также окажется порядка 10^{-8} см. Дифракционные картины нейтронов и рентгеновских лучей трудно различить. Это привело к созданию нейтронографии — одного из лучших способов изучения вещества.

Дифракционные явления наблюдаются не только на электронах, нейтронах, но также на молекулах водорода, кислорода, даже на фуллеренах (молекулы ^{60}C). Таким образом, волновая природа частиц подтверждена многими тысячами различных опытов.

Пусть на ядре Z рассеивается нейтрон или α -частица, обладающие высокой энергией (см. рис. 2.4). Если частица попадает на ядро, то она поглощается и упругого рассеяния не происходит.

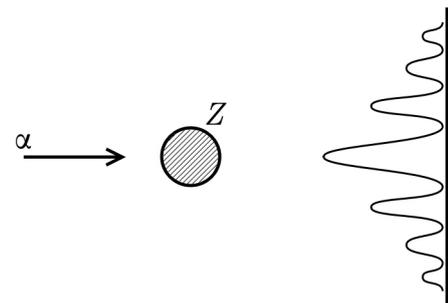


Рис. 2.4.

При упругом рассеянии на тяжелых ядрах эффект будет аналогичен упругому рассеянию на черном шаре — будет наблюдаться картина сменяющихся максимумов и минимумов.

2.3. Принцип суперпозиции состояний. Понятие наблюдаемой величины. Амплитуда вероятности

Попробуем на языке частиц объяснить волновые явления: как с помощью квантов энергии и импульса можно понять интерференционные явления. Это понимание позволит сформулировать первый принцип, на котором основана квантовая механика.

Рассмотрим вначале простейшие явления — отражение и преломление света.

Пусть есть источник света S в вакууме, свет от которого (индекс 0) преломляется линзой и попадает на диэлектрик ϵ . Пусть существуют отраженный (индекс 1) и преломленный (индекс 2) лучи (см. рис. 2.5).

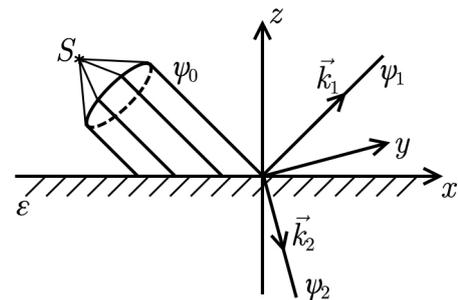


Рис. 2.5.

Пусть волна поляризована только по оси y , то есть перпендикулярно плоскости падения:

$$E_y = \psi.$$

Падающая волна ψ_0 , отраженная волна ψ_1 и поглощенная волна ψ_2 имеют вид:

$$\begin{cases} \psi_0 = C_0 e^{-i\omega t + i\vec{k}_0 \vec{r} + i\alpha_0}, \\ \psi_1 = C_1 e^{-i\omega t + i\vec{k}_1 \vec{r} + i\alpha_1}, \\ \psi_2 = C_2 e^{-i\omega t + i\vec{k}_2 \vec{r} + i\alpha_2}, \end{cases}$$

где \vec{k}_i — волновой вектор i -ой волны.

Пусть диэлектрическая проницаемость среды равна ε . В курсе оптики формулы Френеля получались при условии непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границе раздела сред:

$$\begin{cases} E_{t_0} + E_{t_1} = E_{t_2}, \\ H_{t_0} + H_{t_1} = H_{t_2}. \end{cases} \quad (2.12)$$

Коэффициент отражения получается как отношение

$$R = \frac{|C_1|^2}{|C_0|^2},$$

а второго и третьего уравнений системы (2.12) достаточно, чтобы выразить C_1 и C_2 через C_0 , что приводит к законам Френеля.

Попробуем объяснить это явление с помощью частиц. Пусть источник S испускает по одному фотону через некоторые промежутки времени.

Этот фотон может либо отразиться, либо войти в диэлектрик: разделиться фотон не может, поскольку фотон — квант электромагнитной энергии и импульса. Следовательно, нужно:

- 1) отказаться от детерминированного описания каждого случая;
- 2) необходимо вероятностное описание (при большом числе опытов должны получаться формулы Френеля).

Вероятностное описание применяется, например, при рассмотрении газов: в этом случае нет необходимости знать движение отдельных молекул. В дальнейшем увидим, что квантовомеханическая вероятность сильно отличается от понятия вероятности в случае газов.

Такое вероятностное описание не нравилось многим ученым, поэтому возникли теории скрытых параметров: согласно этой теории существуют некие скрытые параметры, которые определяют, войдет ли частица в диэлектрик отразится от него. В 1960-х годах шотландский физик Джон Белл ввел неравенство, нарушение которого означало бы, что скрытых параметров не существует. Проведя серию опытов он обнаружил, что теория скрытых параметров оказалась неверна.

Рассмотрим следующий случай: пусть пластинка диэлектрика имеет конечную длину. тогда луч 2, отразившись от экрана, снова пройдет границу раздела двух сред (см. рис. 2.6). Оба луча проходя сквозь линзу (3) и попадая на экран будут образовывать интерференционную картину (4).

В этом случае только понятием вероятности обойтись не получится. Интерференция возникнет только в том случае, если фотон будет одновременно находиться и в одном, и в другом состоянии.

С волновой точки зрения для интерференции нужно, чтобы сложились две волны: \vec{E}_1 и \vec{E}_2 .

Волне ψ_0 сопоставим состояние $|k_0\rangle$. Под состоянием будем подразумевать принадлежность фо-

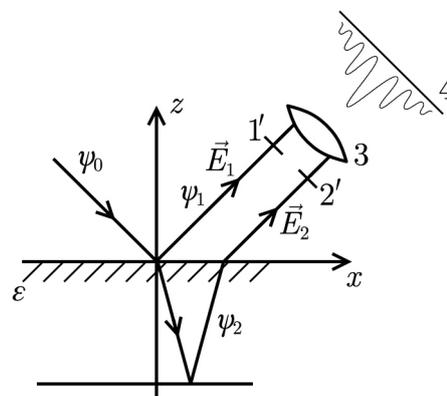


Рис. 2.6.

тона к определенной волне.

$$\begin{cases} \psi_0 \rightarrow |\vec{k}_0\rangle, \\ \psi_1 \rightarrow |\vec{k}_1\rangle, \\ \psi_2 \rightarrow |\vec{k}_2\rangle. \end{cases}$$

Для того, чтобы происходила интерференция необходимо, чтобы при взаимодействии с поверхностью возникало две волны ψ_1 и ψ_2 с некоторыми вероятностями C_1 и C_2

$$C_1\psi_1 + C_2\psi_2.$$

То есть для того, чтобы объяснить интерференцию, нужно принять **принцип суперпозиции состояний** — основной принцип квантовой механики. Суть этого принципа заключается в том, что если фотон может находиться в состояниях $|k\rangle_1$ и $|k\rangle_2$, то возможно и состояние

$$|X\rangle = C_1|\vec{k}_1\rangle + C_2|\vec{k}_2\rangle.$$

Этот принцип можно легко обобщить на любое число состояний.

Обнаружить фотон сразу в двух состояниях нельзя. Если расположить детекторы 1' и 2' на предполагаемом пути кванта (см. рис. 2.6), то сработает либо один детектор, либо второй. Но состояние фотона может быть суперпозицией двух состояний, так как одно состояние соответствует одной волне, другое состояние — другой.

Следовательно, можно сформулировать следующий принцип

Определение 2.1 (Принцип суперпозиции квантовых состояний). Если система может находиться в состояниях, когда некоторая физическая величина f принимает значения $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$, то система может также находиться в состоянии $|X\rangle$, которое является суперпозицией этих двух состояний.

$$|X\rangle = C_1|f_1\rangle + C_2|f_2\rangle.$$

Следует отметить, что фазу волны нельзя измерить, но можно измерить разность фаз (она определяется положением интерференционных полос). Поэтому, физический смысл имеет не квадрат модуля вероятности, а имеет **амплитуда вероятности** — понятие, которое в классической теории вероятности отсутствует. То есть квантовая механика не просто вероятностная теория, а теория, где физический смысл имеет именно амплитуда вероятности.

Суперпозиция состояний отличается от суперпозиции полей. Пусть есть два заряда e_1 и e_2 (см. рис. 2.7). Тогда, согласно принципу суперпозиции полей в точке A напряженность поля \vec{E} от этих зарядов будет определяться следующим соотношением

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2.$$

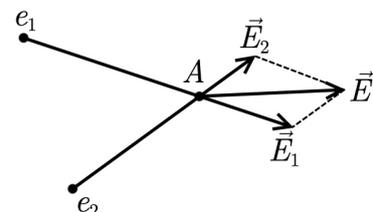


Рис. 2.7.

Применение принципа суперпозиции состояний в этом случае означало бы, что при измерении в точке A значение напряженности с некоторой вероятностью C_1 окажется равным \vec{E}_1 , а с вероятностью C_2 — равным \vec{E}_2 .

Таким образом, в квантовой механике всякий вопрос должен быть сформулирован так, чтобы существовал эксперимент, отвечающий на этот вопрос. То есть волны

проходят по обоим направлениям, однако фотон можно обнаружить только в одном направлении: фотон необходимо связать с измерением. Таким образом, фотон, фактически, интерферирует сам с собой.

Для дальнейшего рассмотрения квантовых явлений дадим определение **наблюдаемой величины**.

Определение 2.2. Физическая величина называется **наблюдаемой**, если

- 1) Должны существовать собственные состояния физической величины, где она достоверно принимает определенные значения $|f_1\rangle, |f_2\rangle, \dots$. Совокупность собственных значений физической величины — **спектр физической величины**. Спектр может быть дискретным

$$f_1, f_2, f_3, \dots$$

или непрерывным

$$f_1 < f < f_2.$$

- 2) Любое состояние системы можно представить в виде суперпозиции ее собственных состояний

$$|X\rangle = \sum_i c_i |f_i\rangle.$$

Действительно, при измерении величины f , находящейся в состоянии $|X\rangle$, получим одно из ее собственных значений.

Рассмотрим дифракцию на двух щелях. Пусть есть источник S , свет от которого падает на линзу (1). Этот свет проходит через перегородку Y с двумя щелями a и b и падает на экран X (2) (см. рис. 2.8). Пусть y и x — координаты на перегородке Y и экране X соответственно.

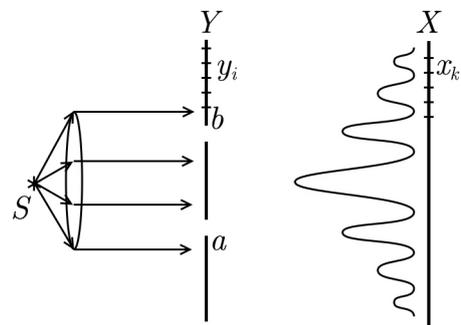


Рис. 2.8.

Разобьем ось y на маленькие промежутки y_i .

Координаты внутри промежутков y_i — физические состояния (они являются определенными значениями). Пусть из источника S испускается фотон, состояние которого описывается вектором $|S\rangle$. Следовательно это состояние можно представить как суперпозицию состояний по всем y_i исключая щели a и b , которые считаются малыми по сравнению с длиной волны:

$$|S\rangle = \sum'_{y_i} A_{y_i S} |y_i\rangle + A_{aS} |a\rangle + A_{bS} |b\rangle, \tag{2.13}$$

где

$$|A_{aS}|^2 = W_{aS}, \quad |A_{bS}|^2 = W_{bS}$$

это вероятности попасть из S в отрезок a и из S в отрезок b соответственно.

Сами точки a и b можно рассматривать как источники фотонов. Аналогично, разбив ось x на мелкие интервалы x_k . Таким образом, состояния фотонов, прошедших через эти точки, можно представить следующим образом:

$$|a\rangle = \sum_x A_{xa} |X_a\rangle, \quad |b\rangle = \sum_x A_{xb} |X_b\rangle.$$

В выражении (2.13) первый член равен нулю (фотоны не проходят через перегородку) и, следовательно, состояние S переходит в следующее:

$$|S\rangle \rightarrow \sum_x (A_{xa}A_{aS} + A_{xb}A_{bS})|X\rangle. \quad (2.14)$$

Сумма в выражении 2.14 — амплитуда вероятности. Следовательно, вероятность того, что из состояния S частица попадет в ячейку X пропорциональна квадрату амплитуды вероятности, то есть произведению амплитуды на комплексно сопряженную. Выражение для вероятности принимает вид:

$$W_{xS} = \underbrace{|A_{xa}|^2|A_{aS}|^2 + |A_{xb}|^2|A_{bS}|^2}_{\text{первый блок}} + \underbrace{(A_{xa}^*A_{aS}^*A_{xb}A_{bS} + A_{xb}^*A_{bS}^*A_{xa}A_{aS})}_{\text{второй блок}}. \quad (2.15)$$

Первый блок в выражении (2.15) — вероятностное описание траектории движения частицы, поскольку:

$$|A_{xa}|^2|A_{aS}|^2 + |A_{xb}|^2|A_{bS}|^2 = W_{S \rightarrow a}W_{a \rightarrow x} + W_{S \rightarrow b}W_{b \rightarrow x},$$

где, например, $W_{S \rightarrow a}$ — вероятность попасть из S в a .

Эти выражения для вероятностей — классические вероятности, каждая из них больше нуля.

Вероятность W_{xS} в (2.15) может равняться нулю благодаря второму блоку в выражении (2.15). Смысл второго блока с классической точки зрения объяснить не получится.

Если опыт с двумя щелями рассмотреть с точки зрения элементарных частиц, то на основании этих соображений можно предсказать существование четвертого кварка — очарованного.

При наблюдении перехода частицы K^0 в античастицу \bar{K}^0

$$K^0 \rightarrow \bar{K}^0 \Rightarrow (s, \bar{d}) \rightarrow (\bar{s}, d)$$

было замечено, что он происходит через два промежуточных состояния (см. рис. 2.9).

Рассчитанная вероятность такого перехода оказалась больше ожидаемой из эксперимента. Тогда было предложено, что существует четвертый кварк — c -кварк такой, что переход через u и s обращает в ноль выражение для амплитуды (2.15).

Это привело к совпадению теоретических результатов и эксперимента.

На следующей лекции будет объяснена с точки зрения свойств физической величины еще одна волновая характеристика — поляризация.

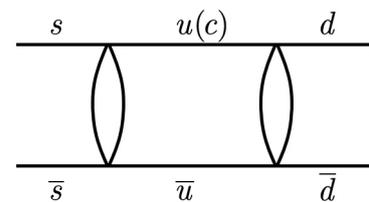


Рис. 2.9.