

1. ОБЗОР ПРИНЦИПОВ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Содержание этих лекций относится ко всей физике. Поскольку мы полагаем, что поведение системы, состоящей из многих частиц, может быть описано с помощью взаимодействий малого числа частиц, то будем в первую очередь рассматривать последние. Имея в виду, что существующие теоретические схемы все еще недостаточно совершенны для того, чтобы объяснить наблюдаемые явления, мы собираемся ограничиться рассмотрением основных положений квантовой механики в их наиболее общей форме. Таким путем мы сможем получить представление о минимальных предположениях (и их характере), которые следует использовать при формулировке тех частей теории, которые необходимы для трактовки новых явлений, связанных со странными частицами.

Схема построения книги такова. Во-первых, мы обсуждаем идеи квантовой механики, особенно концепцию амплитуды, подчеркивая, что другие важные моменты, такие, как, например, закон сложения моментов, являются в значительной степени следствием этой концепции. Далее, кратко рассмотрены эффекты релятивизма и идея античастиц. Вслед за этим мы даем полное описание качественных характеристик всех известных частиц, а также всего того, что известно об их взаимодействиях. Затем мы обращаемся к детальному количественному изучению двух взаимодействий, для которых мы умеем сейчас проводить вычисления: взаимодействию, ответственному за β -распад, и электромагнитному взаимодействию. Раздел теории, отвечающий последнему, называется квантовой электродинамикой, и ему мы посвятим основную часть курса.

В соответствии с этим планом мы начнем с обзора принципов квантовой механики.

Было установлено, что все до сих пор наблюдаемые явления могут быть описаны с помощью следующего рецепта: каждому *процессу* соответствует *амплитуда* (комплексное число); при подходящей нормировке вероятность процесса равна квадрату абсолютного значения этой амплитуды. (Точный смысл введенных понятий станет более ясным из примеров, которые будут приведены. Позднее мы сформулируем правила для вычисления амплитуд.)

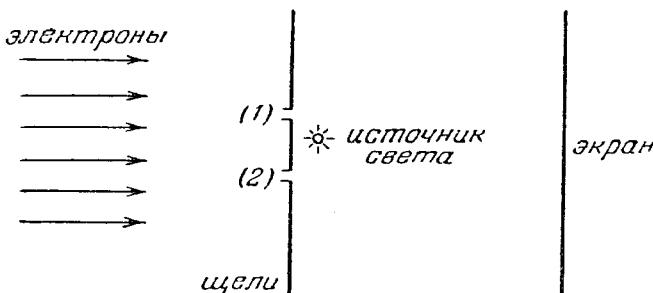


Рис. 1-1.

Рассмотрим, во-первых, эксперимент по рассеянию электронов на двойной щели. Однородный пучок электронов с импульсом p падает на двойную щель. При этом мы рассматриваем последовательно падающие электроны (с импульсом $p = p_x, p_y = p_z = 0$), равномерно распределенные по вертикали, которые должны выходить с заданной энергией из некоторого отверстия.

Когда электрон ударяется об экран, мы отмечаем место удара. Рассматриваемый процесс *таков*: электрон с точно определенным импульсом каким-то образом проходит через систему щелей и достигает экрана (рис. 1-1). Нам не разрешается спрашивать, через какую щель прошел электрон, до тех пор, пока мы не установим устройство для фактического обнаружения этого. Но в *последнем* случае мы имели бы дело с другим процессом! Однако мы можем связать амплитуду рассматриваемого процесса с *индивидуальными амплитудами* процессов прохождения электронов через щель 1 — a_1 и через щель 2 — a_2 . (Так, например, когда щель 2 закрыта, амплитуда того, что электрон достигнет экрана, равна a_1 , вероятность равна $|a_1^2|$ и т. п.) В природе осуществляется следующее простое правило: $a = a_1 + a_2$. Этот факт представляет собой

частный случай принципа суперпозиции в квантовой механике (см. ссылку [1]). Таким образом, вероятность того, что электрон достигнет экрана, равна $P_a = |a|^2 = |a_1 + a_2|^2$. Ясно поэтому, что, вообще говоря,

$$P_a \neq P_{a_1} + P_{a_2} \quad (P_{a_1} = |a_1|^2, \quad P_{a_2} = |a_2|^2),$$

в чем и состоит отличие от классического случая. Мы можем говорить об «интерференции» вероятностей (см. ссылку [2]). Отметим еще, что явный вид P_a известен из оптики.

Теперь допустим, что мы поместили источник света между щелями 1 и 2 (см. рис. 1-1) для того, чтобы установить, через какую именно щель «в действительности» прошел электрон (мы наблюдаем рассеянный им фотон). В этом случае интерференционная картина совпадает с той, которая соответствует независимым прохождениям через две щели. Один способ истолкования этого результата заключается в утверждении, что акт измерения положения электрона вносит некоторую неопределенность в значение импульса Δp_y , и в то же время некоторое неконтролируемое изменение фазы амплитуды, так что усреднение по многим электронам обращает в нуль «интерференционные» члены. Это происходит в силу случайности распределения неконтролируемых фаз (см. детали в книге Бома [3]). Однако мы предпочитаем другую точку зрения: измеряя положение электрона, мы меняем изучаемый процесс. Нам следует теперь учсть фотон и его взаимодействие с электроном. Рассмотрим поэтому следующие амплитуды:

- a_{11} — амплитуда того, что электрон проходит через щель 1 и фотон рассеян за щелью 1;
- a_{21} — амплитуда того, что электрон проходит через щель 2 и фотон рассеян за щелью 1;
- a_{12} — амплитуда того, что электрон проходит через щель 1 и фотон рассеян за щелью 2;
- a_{22} — амплитуда того, что электрон проходит через щель 2 и фотон рассеян за щелью 2.

Поэтому амплитуда того, что электрон, зарегистрированный за щелью 1, дойдет до экрана, будет равна $a' = a_{11} + a_{21}$; соответственно для электрона, зарегистрированного за щелью 2, $a'' = a_{12} + a_{22}$. Для достаточно

хорошо поставленного эксперимента $a_{12} \approx 0 \approx a_{21}$, так что $a_{11} \approx a_1$, $a_{22} \approx a_2$, где a_1 и a_2 — амплитуды предыдущего эксперимента. Но теперь амплитуды a' и a'' соответствуют различным процессам, поэтому вероятность того, что электрон попадет на экран, равна

$$P_a' = |a'|^2 + |a''|^2 = |a_1|^2 + |a_2|^2.$$

Другой пример дает рассеяние нейтрона на кристалле.

(1) Пренебрегаем спином: полная амплитуда в точке наблюдения равна сумме амплитуд, соответствующих

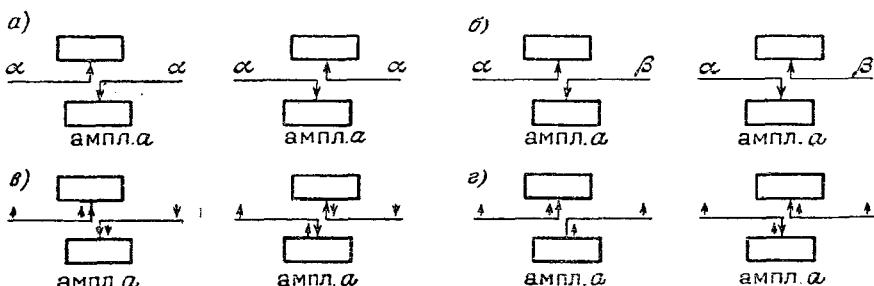


Рис. 1-2.

рассеянию на каждом из атомов. Этот результат приводит к обычной брэгговской интерференционной картине.

(2) Учитываем спиновые эффекты: предположим, что спины всех атомов направлены вверх, а всех нейтронов — вниз (допускается возможность локализации атомарных спинов). Возможны два случая: (а) спин нейтрона не меняется (не переворачивается) — результат совпадает с предыдущим, (б) спин переворачивается — нет никаких дифракционных явлений, даже когда энергия и длина волны рассеянных частиц те же самые, что и в случае (а). Причина состоит в том, что у атома, на котором произошло рассеяние, спин перевернулся; поэтому в принципе его можно отличить от других атомов. В этом случае рассеяние на i -м атоме отличается от рассеяния на атоме с номером $j \neq i$.

Если теперь вместо (локализованного) переворота спина атома мы возбудим в кристалле (нелокализованные) спиновые волны с волновым числом $k = k_{in} - k_{scatt}$, то опять можем рассчитывать на некоторые дифракционные явления.

Рассмотрим рассеяние на 90° в системе ц. м. (см. рис. 1-2 (от a до g)).

(а) Случай двух тождественных бессpinовых падающих частиц. Процесс рассеяния может идти двумя неразличимыми способами. Полная амплитуда $= 2a$ и $P = -4|a|^2$, что вдвое больше классического результата.

(б) Две различимые бессpinовые частицы. Процессы различимы, вследствие чего $P = |a|^2 + |a|^2 = 2|a|^2$.

(в) Два электрона с противоположно направленными спинами. Здесь процессы рассеяния различимы, так что $P = |a|^2 + |a|^2 = 2|a|^2$.

(г) Если, однако, спины обоих падающих электронов направлены вверх, процессы неразличимы. Полная амплитуда $= a - a = 0$. Здесь мы встречаемся с новым качеством. Оно будет обсуждено в следующей лекции.

Задача 1-1. Допустим, что имеются два (удаленных) источника радиоволн (например, две радиозвезды), и мы хотим знать расстояние между ними. Мы одновременно измеряем интенсивности радиоизлучения с помощью двух приемников и откладываем на графике произведение интенсивностей как функцию их относительного положения. Такие корреляционные измерения позволяют вычислить искомое расстояние. При одном приемнике нет никакой интерференционной картины, поскольку относительные фазы источников A и B случайны и флюктуируют. Например, на рис. 1-3 мы удалили приемники друг от друга на



Рис. 1-3.

расстояние, соответствующее расстоянию между двумя соседними максимумами на графике в случае, когда относительная фаза равна 0 (табл. 1-1). Если же расстояние между приемниками R и L соответствует расстоянию между максимумом и минимумом, то мы получим данные таблицы 1-2. Таким путем можно определить вероятность

совпадений при регистрации фотонов в счетчиках (приемниках). Исследуйте теперь эффект изменения расстояния между приемниками, рассматривая процесс с точки зрения квантовой механики.

Таблица 1-1

Относительные фазы источников	<i>L</i>	<i>R</i>	Произведение
0°	2	2	4
180°	0	0	0
90°	1	1	1
270°	1	1	1
			Cр. = 1,5

Таблица 1-2

Относительные фазы источников	<i>L</i>	<i>R</i>	Произведение
0°	2	0	0
180°	0	2	0
90°	1	1	1
270°	1	1	1
			Cр. = 0,5

Обсуждение задачи 1-1. Существуют четыре пути, приводящие к одновременной регистрации фотонов:

- (1) Оба фотона приходят от *A*: амплитуда a_1 .
- (2) Оба фотона приходят от *B*: амплитуда a_2 .
- (3) Приемник *L* регистрирует фотон от *A*, а *R* от *B*: амплитуда a_3 .
- (4) Приемник *L* регистрирует фотон от *B*, а *R* от *A*: амплитуда a_4 .

Процессы (1) и (2) отличны друг от друга и от (3) и (4) (например, мы могли бы в принципе измерить энергию излучателей для того, чтобы выяснить, который из них излучил оба фотона).

Однако процессы (3) и (4) неразличимы. Поэтому $P = |a_1|^2 + |a_2|^2 + |a_3 + a_4|^2$. Член $|a_3 + a_4|^2$ содержит эффекты интерференции. Заметим, что если вместо фотонов взять электроны, то последний член будет равен $|a_3 - a_4|^2$.

2. СПИН И СТАТИСТИКА

Нам следует научиться рассуждать непосредственно на языке квантовой механики. Наиболее важное, и в то же время отчасти таинственное, правило заключается в том, что следует складывать амплитуды, а вероятность