Июль 2002 г. Том 172, № 7

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Квантовая механика глазами экспериментатора (отклик на статью М.Б. Менского)

А.И. Голохвастов

PACS numbers: **01.65.+g**, **01.70.+w**, 03.65.Bz

1. Введение

В связи с активизировавшейся дискуссией об основаниях квантовой механики (см., например, [1–5]) хотелось бы защитить устоявшееся уже было мировоззрение экспериментатора, обязанное своим происхождением в основном Фейнману [6], ссылки на которого часто отсутствуют в этой дискуссии. Термин "экспериментатор" здесь означает "материалист", причем скорее вульгарный, чем диалектический.

Итак, частицы — это частицы: корпускулы, а не волны [7, с. 35]. Правда, на волну чисто математически похожа амплитуда (она же волновая функция) частицы, но эта (одна и та же) математика описывает разную физику (что часто случается с математикой). Волновая функция не является чем-либо материальным (обладающим энергией), а отвечает только за вероятность, например, положения частицы.

Квантовая механика — теория статистическая, она предсказывает только вероятности разных конечных состояний объектов исследования, и в этом еще нет ничего особенно удивительного для экспериментатора, конечно, если это утверждение не сопровождается словами, что амплитуда (т.е. вероятность!) ведет себя детерминированно.

Удивление возникает, только когда оказывается, что в квантовой механике не всегда справедлива теория вероятностей (см. [8, 9] и [10, 1-й абзац]). Если процесс может осуществиться разными путями, которые приводят к одному и тому же конечному состоянию всех участников процесса (и вообще, всей Вселенной), то складывать надо амплитуды вероятностей (а не сами вероятности) разных путей.

Если конечные состояния разные, работает классическая теория вероятностей — складываются вероятности, а не их амплитуды, и ничего интересного не происходит.

А.И. Голохвастов. Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация
Тел. (096-21) 62-915
E-mail: golokhv@sunhe.jinr.ru

Статья поступила 24 сентября 2001 г., после доработки 20 февраля 2002 г.

Конечно, речь идет не об опровержении аксиоматической теории вероятностей — это, безусловно, внутренне самосогласованный раздел чистой математики. Однако эта математика никак не связана с экспериментом — математический термин "вероятность" там совсем не означает относительную частоту появления заданного события. Но теория вероятностей, используемая в эксперименте (хотя бы для вычисления ошибок), т.е. претендующая на описание экспериментальных данных, конечно, должна допускать возможность экспериментального опровержения (принцип фальсифицируемости, см. [9]).

Кроме мировоззрения у экспериментатора есть еще профессиональные обязанности, вынуждающие его почти всегда измерять импульсы и координаты частиц одновременно. Конечно, это делается с точностью, не противоречащей соотношениям неопределенностей. Экспериментатор имеет дело с приближенными измерениями [11, с. 396].

2. Шрёдингеровский кот

"Никогда не складывайте амплитуды разных, отличных друг от друга конечных состояний" [6, § 1.2]. Например, не следует складывать амплитуды целого и распавшегося атома или, что то же, живого и мертвого кота. Суперпозиция амплитуд может существовать, только пока оба состояния существуют *одновременно*, например, если атом постоянно распадается и снова восстанавливается, чем он, возможно, и занимается виртуальным образом, пока не распадется необратимо.

Например, K^0-мезон может распадаться на π-мезоны, а значит, превращаться в $\bar{K}^0$-мезон (и возвращаться обратно) посредством виртуального распада на π-мезоны и их слияния. Это приводит к существованию двух других состояний — K^0_S- и K^0_L-мезонов, являющихся суперпозициями первых [6, § 9.5]. Но после реального распада на свободные π-мезоны K-мезон исчезает. Исчезновение K-мезона (так же, как и исчезновение нераспавшегося атома) является *причиной* появления продуктов распада. Эти состояния несовместимы.

Добавим еще для надежности, что суперпозиция целого и распавшегося атома означает суперпозицию одночастичного (целый атом) и многочастичного (продукты распада атома — свободные частицы) состояний.

Это суперпозиция фейнмановских диаграмм с разным даже *количеством* выходящих линий. Ампула с ядом и кот не могут сделать этот "парадокс" еще более парадоксальным!

В более изысканном подходе к квантовой механике надо сложить амплитуды всех конечных состояний, возвести эту сумму в квадрат и аккуратно выписать все интерференционные члены. Потом надо сказать, что амплитуды разных конечных состояний ортогональны, поэтому их интерференционные члены зануляются. Здесь тоже остается только сумма вероятностей, но употребление математического термина "ортогональны" придает рассмотрению бóльшую строгость.

Можно еще усложнить рассмотрение, сказав, что для атома надо складывать амплитуды, а для кота — вероятности, так как кот — объект макроскопический и описывается классической механикой. А в атоме интерференция (суперпозиция) разрушится, только когда сработает прибор, определяющий состояние атома. И таким прибором может служить макроскопический кот, погибающий при распаде атома.

Очередное усложнение тоже любопытно: складывать амплитуды надо и для кота, а интерференция исчезнет, когда на кота посмотрит экспериментатор. Еще одно улучшение теории — с помощью многомировой интерпретации — находится уже далеко за пределами воображения экспериментатора, и его мы рассматривать не будем.

"Повторяем, не складывайте амплитуд для различных конечных условий" [6, § 1.2].

3. Макроскопичность прибора

В разных интерпретациях квантовой механики часто утверждается, что для разрушения суперпозиции необходим макроскопический прибор, обладающий свойством нестабильности или усиления, достаточного для превращения факта взаимодействия частицы с прибором в макроскопическое явление, которое либо не подчиняется квантовой механике, либо доступно органам чувств экспериментатора. Например, в результате этого взаимодействия должен упасть макроскопический шарик. Или в фотоумножителе (газовом детекторе) должна развиться электронная лавина, сопровождаемая громким звуком (щелчком).

Получается, что изменение состояния фотона, выбившего электрон из фотокатода фотоумножителя (или из атома газа), зависит от того, включено ли напряжение на фотоумножителе (на искровой камере). И что подопытному фотону небезразлично, выбил он электрон именно из фотокатода или, например, из подставки под фотоумножителем. Кажется вполне достаточным, что в мире произошло изменение — вылетел электрон, после чего амплитуду (волновую функцию) как фотона, так и всего остального мира, уже нельзя складывать с их амплитудами, не содержащими этот электрон.

Например, при брэгговском рассеянии нейтронов на кристалле надо складывать *амплитуды* рассеяния на каждом атомном ядре, если рассеяние произошло без переворота спина нейтрона. Но если спин перевернулся, то интерференция исчезает — приходится складывать *вероятности* рассеяния на каждом ядре, так как обмен спином при рассеянии происходит с каким-то конкретным ядром, состояние которого (спин) при этом должно было измениться [6, § 1.3]. И хотя этого свидетеля почти невозможно найти даже в мысленном эксперименте, достаточно того, что он обязан существовать.

При рассеянии без переворота спина отсутствие свидетеля связано с жестким креплением атомов в кристалле — обмен импульсом происходит сразу со всем кристаллом, а не с одним ядром [12].

В опыте по интерференции электронов на двух отверстиях интерференция исчезает при освещении электронов за экраном фотонами с длиной волны, меньшей расстояния между отверстиями [6, § 1.2]. Присутствие детекторов фотонов при этом совершенно не обязательно.

Правда, экспериментатору для исследования микроявлений действительно необходимо усиление детектора, но это чисто человеческий недостаток. Коту достаточно и очень тихого звука от лавины. И весьма вероятно, что он может видеть один фотон (человеческий порог — несколько фотонов). Но к Природе Вещей это не имеет отношения.

4. Редукция волновой функции

Термин "редукция" был вполне уместен в первой, шрёдингеровской интерпретации квантовой механики, в которой электрон действительно обладал волновыми свойствами, т.е. мог расплываться в разные стороны до бесконечности вместе с расплыванием своего волнового пакета, с которым он и отождествлялся. Или, что то же, мог разделиться пополам для пролета сразу через два отверстия. Но при его обнаружении он оказывался маленькой корпускулой (корпускулярно-волновой дуализм), локализованной в одной точке. При этом его масса и заряд, размазанные по всему пространству, мгновенно стягивались в эту точку. Это удивительное свойство, безусловно, заслуживало введения нового термина — редукция волнового пакета.

С появлением борновской, статистической интерпретации квантовой механики волновая функция (амплитуда) потеряла свою материальность, а термин "редукция" — свою специфичность. Он стал просто синонимом слова обнаружение. Если кого-то увидели в Москве, значит, вероятность одновременно обнаружить его в Ленинграде мгновенно стала равной нулю [11, с. 372].

Классическая теория вероятностей и квантовая теория амплитуд вероятности дают разные предсказания для *вероятности* обнаружения. Пусть из неподвижно закрепленного источника в неизвестном направлении вылетает классическая частица. Вероятность какого-то угла вылета реализуется при обнаружении этой частицы, например, при столкновении с другой частицей. Пусть в окружающем пространстве висит очень разреженный газ других частиц. Вероятность столкновения нашей частицы с частицей газа будет со временем распространяться в разные стороны с какой-то скоростью (не больше скорости света), пока не достигнет частицы газа, находящейся под тем углом, под которым наша частица и вылетела.

Для квантовой частицы до ее обнаружения не существует вероятности определенного угла вылета. Для нее в разные стороны будет расплываться амплитуда вероятности (см. рис. 9 в [9]), которая раньше всех доберется до ближайшей к источнику частицы газа, с которой наша частица и провзаимодействует с какой-то вероятностью.

На долю более далеких частиц газа останется уже меньшая вероятность обнаружения угла вылета. То есть квантовая частица с наибольшей вероятностью обнаружится в направлении ближайшего детектора.

Теперь о частичной редукции при запутанных состояниях. Пусть в космосе сталкиваются два классических биллиардных шарика (в их системе центра масс, со случайным прицельным параметром). У каждого из них есть вероятность после столкновения полететь в любую сторону. Но если через много времени один из них нашли на расстоянии 1 парсек, точно налево от точки столкновения, то второй, безусловно, в тот же момент можно найти на таком же расстоянии направо.

И если в результате некоторой неупругости столкновения один из них найден вращающимся, то второй, конечно, тоже вращается с той же самой скоростью, но в обратном направлении. В квантовой механике, где тоже соблюдаются законы сохранения, подобные корреляции частиц называются квантовыми, состояние этих частиц — запутанным, а возможность узнать состояние одной из них по состоянию другой — квантовой нелокальностью или телепортацией.

Каждая из таких скоррелированных квантовых частиц не может иметь независимую от второй частицы амплитуду, являющуюся суперпозицией амплитуд вероятности разных углов вылета или проекций спина, так как они приводят к разным конечным состояниям второй частицы-свидетельницы, имеющей в нашем случае такие же (по модулю), но противоположно направленные импульс и проекцию спина.

Однако обе эти частицы вместе описываются-таки суперпозицией амплитуд вероятности разных углов вылета и проекций спина. Суперпозиция разных углов разрушается при взаимодействии одной из частиц с какой-либо третьей частицей. Суперпозиция проекций спина исчезает, если это взаимодействие зависит от проекции спина, например, если происходит обмен спином с третьей частицей.

Классическая теория вероятностей и квантовая теория амплитуд вероятности дают разные предсказания для *численной величины* спиновых корреляций. Эксперименты по проверке мысленного опыта Эйнштейна – Подольского – Розена в формулировке Бома и различных вариантов неравенств Белла подтверждают квантовую теорию [13].

5. Интерференция π-мезонов

Во многих экспериментах для измерения размеров объема генерации π-мезонов используется явление, которое иногда называется интерференцией интенсивностей, хотя в квантовой механике интерферировать могут только амплитуды, а наблюдать интерференцию можно только по вероятностям (интенсивностям).

Во взаимодействии, например двух ядер, при большой энергии из области их столкновения вылетают, среди прочего, например π^--мезоны — бозоны со спином 0. Эти пионы рождаются практически независимо друг от друга разными "источниками", т.е. в разных нуклон-нуклонных реакциях — в разных пространственно-временны́х точках области столкновения ядер.

Амплитуда вероятности того, что случайный пион имеет 4-импульс $p = (E, \mathbf{p})$ и излучен в 4-точке $r = (t, \mathbf{r})$, равна $\varphi(\mathbf{p}) \exp(-\mathrm{i}pr)$ [14], где $\varphi(\mathbf{p})$ — это амплитуда вероятности, что импульс равен $\mathbf{p}$, а $\exp(-\mathrm{i}pr)$ — амплитуда условной вероятности, что если импульс равен $\mathbf{p}$, то в момент t пион находился в точке $\mathbf{r}$ [10, § 5.1].

Плотность вероятности того, что пион имеет импульс $\mathbf{p}$, равна квадрату модуля этой амплитуды: $W(\mathbf{p}) = \varphi^*(\mathbf{p})\, \varphi(\mathbf{p})$.

Амплитуда вероятности того, что из двух случайных пионов первый (с импульсом $\mathbf{p}_1$) излучен в точке r_a, а второй (с импульсом $\mathbf{p}_2$) излучен в r_b, равна произведению одночастичных амплитуд, так как по предположению *пионы рождаются независимо друг от друга:*

$$A_{ab} = \varphi(\mathbf{p}_1)\, \varphi(\mathbf{p}_2) \exp\left[-\mathrm{i}(p_1 r_a + p_2 r_b)\right] . \qquad (1)$$

Также амплитуда вероятности того, что первый пион излучен в r_b, а второй — в r_a, равна

$$A_{ba} = \varphi(\mathbf{p}_1)\, \varphi(\mathbf{p}_2) \exp\left[-\mathrm{i}(p_1 r_b + p_2 r_a)\right] . \qquad (2)$$

Если эти две возможности неразличимы, т.е. приводят к одному и тому же конечному состоянию всех частиц, участвовавших в реакции, то плотность вероятности выбрать два π^--мезона с импульсами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$, испущенных этими источниками, равна (см. [14]):

$$2W(p_1, p_2) = |A_{ab} + A_{ba}|^2 = |A_{ab}|^2 + |A_{ba}|^2 + 2\mathrm{Re}\,(A^*_{ab} A_{ba}) . \qquad (3)$$

Аналогичный результат получается в случае рассеяния *одного* электрона на двух отверстиях [10, § 1.1] или атомах [15, § XIX.25]. И так же, как там, если эти две возможности почему-либо оказались различимы, то складывать надо вероятности, а не амплитуды:

$$2W^{\mathrm{off}}(p_1, p_2) = |A_{ab}|^2 + |A_{ba}|^2 . \qquad (4)$$

Подобный фоновый спектр с "выключенными" (off) корреляциями в экспериментах получается обычно из смешанных пар пионов, каждый из которых выбирается случайным образом из разных столкновений ядер. Аналогично получается фон при одночастичной интерференции, когда поочередно открыто только одно из отверстий [10, § 1.1].

Корреляционная функция для наших двух пионов равна отношению вероятностей (3) и (4):

$$C_{ab}(p_1, p_2) = 1 + \cos\left[(p_1 - p_2)(r_a - r_b)\right] . \qquad (5)$$

Эта корреляционная функция не равна 1, хотя получилась в предположении независимого излучения пионов. Квантовая теория вероятностей нелапласова [10, 1-й абзац] и неколмогорова [9].

Для описания эксперимента Брауна – Твисса по измерению угловых размеров звезд достаточно заменить слова об излучении двух пионов источниками, находящимися в r_a и r_b, на слова о поглощении двух фотонов детекторами, находящимися в r_a и r_b (см. [14] и ссылки в этой статье).

Корреляционная функция для рассеяния одного электрона на двух отверстиях (атомах), расположенных в $\mathbf{r}_a$ и $\mathbf{r}_b$, выглядит аналогично:

$$C_{ab}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = 1 + \cos\left[(\mathbf{k}' - \mathbf{k})(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)\right], \qquad (6)$$

где $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ — начальный и конечный импульсы электрона [15, § XIX.25].

Усредним функцию (5) по форме объема генерации $\rho(r)$, т.е. по всем положениям источников пионов

($q \equiv p_1 - p_2$):

$$C(q) = 1 + \iint \rho(r_a)\rho(r_b)\cos\left[q(r_a - r_b)\right] \mathrm{d}^4 r_a\, \mathrm{d}^4 r_b\,. \qquad (7)$$

Эта процедура — усреднение вероятностей, а не амплитуд — предполагает, что разные положения точки r_a (и/или r_b) приводят к *разным* конечным состояниям частиц, участвовавших в реакции.

Учитывая, что

$$\cos\left[q(r_a - r_b)\right] = \mathrm{Re}\left[\exp(\mathrm{i}qr_a)\exp(-\mathrm{i}qr_b)\right],$$

получаем

$$C(q) = 1 + \left|\int \rho(r)\exp(\mathrm{i}qr)\,\mathrm{d}^4 r\right|^2. \qquad (8)$$

Предполагая какой-либо вид функции $\rho(r)$ и аппроксимируя экспериментальную корреляционную функцию фурье-образом (8), можно получить свободные параметры функции $\rho(r)$ — размеры объема генерации пионов, длительность их излучения и скорость движения этого объема. Результат слабо зависит от вида функции $\rho(r)$.

6. Уточнение

В формуле (3) мы складывали амплитуды двух возможных путей излучения пары пионов в предположении, что эти пути неразличимы. Однако кроме двух наших π^--мезонов, из разных частей области столкновения ядер вылетает еще множество свободных частиц-свидетелей. Измеряя их координаты и импульсы сразу после вылета, можно, не возмущая наши два π^-, попробовать определить, какой из путей реализовался в данном случае. Конечно, это можно сделать только с точностью до соотношений неопределенностей.

Но не обязательно действительно проводить эти измерения — частицы-свидетели сами являются детекторами, которые при перестановке пионов могут оказаться в другом квантовом состоянии.

Наглядным примером, ничем принципиально не отличающимся от нашего, является случай, когда два пиона излучаются не из разных частей одного, а из двух разных ядро-ядерных столкновений. Если пространственное или временно́е расстояние между ними велико, то в каждом из них независимо соблюдается закон сохранения импульса, что исключает возможность перестановки пионов (при $p_1 \neq p_2$). Если же это расстояние достаточно мало ($\sim \hbar/(p_1 - p_2)$), то сохраняется только сумма импульсов для обоих столкновений.

Количественная оценка получается с помощью понятия квантового состояния для системы, находящейся в непрерывной части импульсного спектра [10, § 4.3]. Квантовому состоянию свободной частицы (системы частиц) любого вида соответствует элементарная ячейка в фазовом пространстве размером $2\pi\hbar$ на каждую степень свободы, "эквивалентная одному дискретному состоянию" [16, § 62] и [17, § 7].

При перестановке пионов между частицами-свидетелями перераспределяется импульс отдачи. Для тех из них, что вылетают из области вблизи точки r_a, импульс увеличивается на $q \equiv p_1 - p_2$, а для тех, что вблизи r_b, на столько же уменьшается. То есть в системе всех частиц-свидетелей происходит изменение: 4-импульс q переносится на 4-вектор $s \equiv r_a - r_b$. И положение этой системы в фазовом пространстве по каждой координате (i) меняется на $q_i s_i$. Если это изменение заметно превышает $2\pi\hbar$, то система частиц-свидетелей оказывается в другом квантовом состоянии.

Значит, прямой и перекрестный пути реакции неразличимы, только если $q_i s_i < 2\pi\hbar$. Но тогда и наши два пиона должны излучиться в одном состоянии $q_i s_i < 2\pi\hbar$, и весь эффект становится эквивалентен явлению индуцированного излучения [6, §§ 2.4, 2.5].

В промежуточном случае: $q_i s_i \sim 2\pi\hbar$, амплитуды (1) и (2) надо, очевидно, усреднять в (3) с разными весами, что аналогично ситуации при одночастичной интерференции, когда электроны за экраном освещаются фотонами с длиной волны порядка расстояния между щелями [6, § 1.2]. Это приводит к размытым границам элементарных ячеек.

Итак, гарантировать неразличимость путей можно только в пределах одного периода косинуса (5). Это отличает наш случай от косинуса (6) для одночастичной интерференции. Дело в том, что условием применимости формулы (6) является бесконечная масса или, что то же, жесткая фиксация положения двух атомов [15, § XIX.24], зеркал [16, § 3] или отверстий [12], исключающая возможность определения по импульсу отдачи, на каком из них произошло рассеяние. Если рассеивать электроны на свободных атомах или на незакрепленных половинках экрана с отверстиями, то от косинуса (6) тоже останется только центральный интерференционный пик.

Рассмотренное уточнение не приводит к существенным поправкам при использовании в эксперименте формулы (8), но делает излишним предположение об отсутствии отдачи у частиц-свидетелей, а также может служить основанием для предположения о различимости разных точек при усреднении вероятностей в (7).

Список литературы

1. Менский М Б *УФН* **170** 631 (2000)
2. Липкин А И *УФН* **171** 437 (2001); Нахмансон РС *УФН* **171** 441 (2001); Пилан А М *УФН* **171** 444 (2001); Панов А Д *УФН* **171** 447 (2001); Лесови Г Б *УФН* **171** 449 (2001); Цехмистро И З *УФН* **171** 452 (2001); Менский М Б *УФН* **171** 459 (2001)
3. Баргатин И В, Гришанин Б А, Задков В Н *УФН* **171** 625 (2001)
4. Килин С Я *УФН* **169** 507 (1999)
5. Марков М А *О трех интерпретациях квантовой механики* (М.: Наука, 1991)
6. Фейнман Р, Лейтон Р, Сэндс М *Фейнмановские лекции по физике* Вып. 8 (М.: Мир, 1978)
7. Фейнман Р *КЭД. Странная теория света и вещества* (М.: Наука, 1988)
8. Feynman R P *Rev. Mod. Phys.* **20** 367 (1948) [Русский перевод: Фейнман Р, в кн. *Вопросы причинности в квантовой механике* (М.: ИЛ, 1955)]
9. Клышко Д Н *УФН* **168** 975 (1998)
10. Фейнман Р, Хибс А *Квантовая механика и интегралы по траекториям* (М.: Мир, 1968)
11. Мандельштам Л И "Лекции по основам квантовой механики", в кн. *Полное собрание трудов* Т. 5 (Л.: Изд-во АН СССР, 1950) с. 347
12. Бор Н "Дискуссии с Эйнштейном о проблемах теории познания в атомной физике" *УФН* **66** 571 (1958)
13. Белинский А В, Клышко Д Н *УФН* **163** (8) 1 (1993)
14. Подгорецкий М И *ЭЧАЯ* **20** 628 (1989)
15. Мессиа А *Квантовая механика* (М.: Наука, 1978)
16. Дирак П *Принципы квантовой механики* (М.: Наука, 1979)
17. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* (М.: Наука, 1976)